



ANTARES : Un observatoire du fond de la mer aux confins de l'Univers

S. Escoffier

► To cite this version:

S. Escoffier. ANTARES : Un observatoire du fond de la mer aux confins de l'Univers. Physique [physics]. Aix Marseille Université, 2012. tel-01217113

HAL Id: tel-01217113

<https://hal.in2p3.fr/tel-01217113>

Submitted on 19 Oct 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Astroparticules

présentée par

Stéphanie ESCOFFIER

ANTARES : Un observatoire du fond de la mer aux confins de l'Univers

soutenue le 6 juillet 2012, devant la commission d'examen :

Jean-Jacques Aubert

Daniel Bertrand

Anne Ealet

Juan-José Hernandez-Rey

Eric Kajfasz

Alain Mazure

Fabrice Piquemal

Rapporteur

Président

Rapporteur

Rapporteur

Table des Matières

Avant-propos	1
Introduction	3
Chapitre 1 - L'astronomie neutrino	5
1.1 L'astronomie en physique des hautes énergies	7
1.1.1 Les rayons cosmiques	7
1.1.2 Les processus de production des gamma et des neutrinos	9
1.1.3 La nécessité d'une approche multi-messagers	10
1.2 Les sources potentielles de neutrinos	12
1.2.1 Les sources extragalactiques	12
1.2.2 Les sources galactiques	14
1.2.3 Flux diffus	19
1.2.4 Les neutrinos cosmogéniques	19
1.3 Au-delà du Modèle Standard	20
1.3.1 La matière noire	20
1.3.2 L'oscillation des neutrinos	22
1.3.3 La physique exotique	24
Chapitre 2 - ANTARES et les télescopes à neutrinos	25
2.1 Les méthodes de détection des neutrinos	27
2.1.1 Le principe de détection	27
2.1.2 La détection des neutrinos de très haute énergie	29
2.1.3 Les muons et les neutrinos atmosphériques	30
2.2 Les télescopes à neutrinos	31
2.2.1 DUMAND	31
2.2.2 BAIKAL	31
2.2.3 AMANDA et ICECUBE	32
2.2.4 KM3NeT	35
2.3 ANTARES	36
2.3.1 Description d'ANTARES	36
2.3.2 Outils de simulation	38
2.3.3 Quelques résultats obtenus	40
2.4 La calibration en temps	43
2.4.1 Calibration en salle noire	44
2.4.2 Calibration in situ	47
2.4.3 Conclusions	50
Chapitre 3 - La bioluminescence	51
3.1 Les lignes instrumentées	53
3.1.1 Les lignes prototypes PSL et MIL	53
3.1.2 La ligne instrumentée MILOM	54
3.2 Les observables de bioluminescence	55
3.2.1 Les lumières de l'obscurité : la bioluminescence	55
3.2.2 La composante continue ou baseline	56
3.2.3 La composante impulsionnelle ou les bursts de bioluminescence	60

3.3	Interprétations de l'origine de la bioluminescence.....	61
3.3.1	Les corrélations observées avec les données 2003 et 2005	61
3.3.2	Les phénomènes exceptionnels vus en Méditerranée.....	64
3.4	Vers un véritable observatoire sous-marin	68
3.4.1	Les collaborations scientifiques et techniques	68
3.4.2	Les projets AAMIS et ALBATROSS.....	71
3.4.3	Conclusions et perspectives.....	73
Chapitre 4 - La sélection et la reconstruction des événements.....		75
4.1	Le système de déclenchement et d'acquisition des données.....	77
4.1.1	Le concept du all-data-to-shore (niveau 0)	77
4.1.2	Le trigger de niveau 1	78
4.1.3	Les algorithmes de sélection des données (niveau 2)	78
4.1.4	La définition d'un événement Physique	81
4.1.5	L'acquisition en période de forte bioluminescence.....	82
4.2	Le nouveau système de déclenchement T3	83
4.2.1	Les taux de fortuites ou la pureté des événements	83
4.2.2	L'efficacité de sélection	86
4.2.3	Choix de la logique de sélection et discussions	89
4.3	La reconstruction des événements.....	93
4.3.1	Les algorithmes de reconstruction	93
4.3.2	L'efficacité de reconstruction	96
4.4	Confrontation aux données.....	98
4.4.1	Comparaison des taux de trigger muon et taux de fortuites de 1T2	98
4.4.2	Conclusions	99
Chapitre 5 - Les sursauts gamma		101
5.1	Origine et description.....	103
5.1.1	Historique	103
5.1.2	Observations expérimentales.....	104
5.1.3	Description théorique de la boule de feu	106
5.1.4	Flux de neutrinos attendu.....	108
5.2	Politique d'alerte sur ANTARES.....	110
5.2.1	Les satellites gamma	111
5.2.2	Le réseau GCN	113
5.2.3	Le suivi optique avec le projet TAToO.....	114
5.3	Analyse dédiée pour les GRB.....	115
5.3.1	Le sursaut GRB080916C.....	115
5.3.2	Principe de la méthode.....	117
5.3.3	L'optimisation	119
5.3.4	Sensibilité au bruit de fond	121
5.3.5	Conclusions	122
Chapitre 6 - Les monopôles magnétiques.....		123
6.1	Motivations théoriques.....	125
6.1.1	Le monopôle de Dirac	125
6.1.2	Le monopôle de 't Hooft et Polyakov	126
6.1.3	Création de monopôles	126
6.1.4	Accélération des monopôles.....	127
6.2	Détection de monopôles.....	128
6.2.1	Les limites phénoménologiques.....	128
6.2.2	Les contraintes expérimentales actuelles.....	128
6.2.3	Les pertes d'énergie dans la matière.....	129

6.2.4	Signature d'un monopôle magnétique dans ANTARES	130
6.3	Les stratégies.....	131
6.3.1	Simulation des monopôles	132
6.3.2	Stratégie sur le choix du trigger.....	132
6.3.3	Stratégie d'analyse.....	133
6.4	Etude au-dessus du seuil Cherenkov.....	134
6.4.1	Les variables discriminantes.....	134
6.4.2	L'optimisation.....	135
6.4.3	La sensibilité attendue et les systématiques.....	136
6.5	Etude en dessous du seuil Cherenkov.....	140
6.5.1	Modification de la reconstruction.....	141
6.5.2	Le premier niveau de sélection	142
6.5.3	La sélection finale et l'optimisation.....	144
6.5.4	Limite obtenue.....	148
6.5.5	Conclusions.....	150
	Conclusions	151
	Perspectives	153
	Annexe A - Le facteur de rejection et le potentiel de découverte	157
	Annexe B - Le taux de trigger dans les données.....	161
	Bibliographie	165

Avant-propos

Après un doctorat obtenu dans le domaine de la physique hadronique, avec la mise en œuvre et l'exploitation d'un polarimètre Compton auprès de l'accélérateur du Jefferson Laboratory, j'ai effectué un premier postdoc sur un instrument spatial dédié à l'étude des interactions du vent solaire avec la magnétosphère terrestre. Ces deux années, passées au Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires¹ (CETP), ont principalement concerné le développement de logiciels mis en place pour une analyse automatique des données de l'instrument WHISPER (Waves of HIGH frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation) embarqué à bord de la mission CLUSTER. Cette mission a la particularité d'être composée de quatre satellites identiques en formation tétraédrique, afin de pouvoir décorrélérer les variations spatiales des variations temporelles. Lancée en 2000 et prévue initialement pour 2 ans, cette mission est régulièrement prolongée par le Comité de Programme Scientifique de l'ESA, et devrait se terminer en décembre 2014.

Cette période a été très riche d'enseignements et d'échanges avec une communauté différente de celle de la physique des hautes énergies. Mais, par souci de cohérence, je ne détaillerai pas ici cette thématique de la physique des plasmas, et je me concentrerai uniquement sur l'expérience ANTARES, dont une description sera donnée tout au long de ce manuscrit.

¹ Aujourd'hui le nom du laboratoire est LPP (Laboratoire de Physique des Plasmas).

Introduction

Ce mémoire vise à présenter les travaux de recherche que j'ai menés sur l'expérience ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) depuis mon arrivée au Centre de Physique des Particules de Marseille en 2003. L'expérience ANTARES relève du domaine des astroparticules qui se situe à la croisée des deux infinis, l'infiniment grand et l'infiniment petit. L'infiniment grand car les objets étudiés sont des sites cosmiques où règnent des conditions physiques extrêmes, avec des énergies mises en jeu hors de portée des accélérateurs terrestres. L'infiniment petit car les messagers utilisés sont des particules élémentaires comme les rayons gamma, les neutrinos, les ondes gravitationnelles ou tout simplement les particules chargées.

L'histoire commence il y a tout juste un siècle, lorsque Victor Hess découvrit en 1912 que des particules chargées d'origine extra-terrestre bombardaient la Terre. Dans les années 1930 à 1950, l'étude de ce rayonnement cosmique constitua même la méthode principale à la découverte de nouvelles particules, avant l'avènement des grands accélérateurs. On peut citer la découverte du positron en 1932 par Carl David Anderson², celle du muon en 1936 également par Anderson, ou encore celle des pions en 1947 par Cecil Powell et ses collaborateurs. Ces rayons cosmiques sont aujourd'hui observés sur une large gamme en énergie, atteignant des énergies aussi gigantesques que 10^{20} eV, soit l'équivalent de l'énergie cinétique d'une balle de tennis lancée à 100 km/h. Or, si des protons ou des électrons sont les probables témoins de phénomènes très violents se produisant dans l'Univers, ils sont en mesure d'interagir et de donner naissance à des gamma et des neutrinos. Ces derniers deviennent à leur tour des messagers cosmiques, livrant des informations complémentaires aux rayons cosmiques. En effet, chacun de ces messagers a des propriétés différentes : les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques, hormis dans le domaine d'ultra haute énergie, modérant leur intérêt dans la recherche des sites accélérateurs, les gamma sont absorbés par la matière ou le rayonnement, limitant leur libre parcours moyen, tandis que les neutrinos, qui peuvent parcourir des distances considérables sans être déviés, sont très difficilement détectables.

Dans ce manuscrit est présenté l'expérience ANTARES, dont le but est de détecter les neutrinos de haute énergie. ANTARES est composé de près de 900 photomultiplicateurs répartis sur 12 lignes de détection immergées à 2400 mètres de profondeur en Méditerranée.

Une présentation de l'astronomie de haute énergie servira de préambule au [chapitre 1](#) de ce manuscrit, ce qui permettra d'introduire les enjeux de l'astronomie neutrino dans laquelle s'inscrit le télescope ANTARES. Une revue des sources astrophysiques candidates à la production de neutrinos de haute énergie sera alors présentée, suivie d'un aperçu de la nouvelle physique accessible à un télescope à neutrinos.

Le [chapitre 2](#) sera davantage dédié à la technologie des télescopes à neutrinos. Il exposera le principe de détection basé sur l'émission Cherenkov engendrée par les muons issus de l'interaction des neutrinos. Puis un état des lieux des télescopes à neutrinos dans le monde sera donné, avec un accent porté sur ANTARES. Enfin ce chapitre présentera la calibration en temps du détecteur à laquelle j'ai participé.

Comme ANTARES est un détecteur sous-marin immergé à 2400 mètres de profondeur en Méditerranée, il constitue aussi un observatoire du fond de la mer offrant une surveillance

² Ce qui lui valut le prix Nobel de Physique en 1936.

des paramètres environnementaux sur du long terme. Ainsi le [chapitre 3](#) introduira la première partie de mes travaux de recherche, dont le fil conducteur était l'étude de la bioluminescence. Je montrerai comment la bioluminescence, observée comme bruit de fond par ANTARES, présente parfois une activité très importante, qui peut être connectée à des phénomènes de formation d'eaux denses originaires du Golfe du Lion. Bien que ce sujet se situe un peu en marge des problématiques spécifiques à l'astronomie neutrino, je pense que la promotion du volet pluridisciplinaire est essentielle pour l'avenir des grands instruments.

Puisque la bioluminescence peut représenter un bruit de fond important pour ANTARES, une sélection des données efficace mais pure est primordiale. Le [chapitre 4](#) présentera une synthèse de mes travaux de recherche sur le développement d'un nouvel algorithme de sélection de données, avec une description des motivations et des performances attendues. Cet algorithme est devenu le second trigger standard d'ANTARES à partir de 2008.

Enfin j'illustrerai par deux exemples le potentiel du télescope ANTARES pour scruter les phénomènes violents jusqu'aux confins de l'Univers. Le [chapitre 5](#) sera dédié à la recherche de neutrinos de haute énergie en provenance de sursauts gamma, qui font partie des événements les plus énergétiques de l'Univers. Le [chapitre 6](#) montrera comment un télescope à neutrinos peut également contribuer à la recherche de particules exotiques comme les monopôles magnétiques, prédits être produits lors des premiers instants de l'Univers. Ce thème a été le sujet de thèse de mon étudiant Nicolas Picot-Clemente, dont j'ai assuré la codirection avec le Pr. José Busto. Ce travail a permis de poser les meilleures contraintes actuelles sur le flux de monopôles magnétiques relativistes.

Chapitre 1

L'astronomie neutrino

1.1 L'astronomie en physique des hautes énergies.....	7
1.2 Les sources potentielles de neutrinos	12
1.3 Au-delà du Modèle Standard.....	20

L'astronomie neutrino fait partie du domaine des astroparticules, discipline à la frontière de l'infiniment petit et de l'infiniment grand où l'Univers est sondé grâce aux particules élémentaires. L'histoire commence en 1912 avec la découverte des rayons cosmiques qui bombardent la Terre. Ces particules, d'énergies non accessibles auprès des accélérateurs, sont les témoins idéaux des phénomènes astrophysiques extrêmement violents.

Je donnerai dans la première partie de ce chapitre une introduction au domaine des astroparticules, j'introduirai la nécessité d'aborder une approche multi-messagers, puis je montrerai en quoi le neutrino est le messenger cosmique qui permet de contraindre la nature des mécanismes de production des rayons cosmiques. Je détaillerai ensuite les sources astrophysiques candidates à la production de neutrinos, avec un accent porté sur les modèles hadroniques. Je conclurai ce chapitre sur un aperçu de la nouvelle physique accessible à un télescope à neutrinos.

1.1 L'astronomie en physique des hautes énergies

L'astronomie de haute énergie a pour but de comprendre les mécanismes fondamentaux des sources astrophysiques grâce aux messagers cosmiques que sont les rayons cosmiques, les rayons gamma et les neutrinos. Chacun de ces messagers apporte des informations essentielles sur les processus de production ou sur l'origine des sites d'accélération, mais aucun d'entre eux étudié individuellement n'en donne une image complète, d'où la nécessité d'aborder l'astronomie de haute énergie par une approche multi-messagers.

1.1.1 Les rayons cosmiques

Il y a un siècle maintenant, en 1912, que Victor Hess mit en évidence un flux continu de particules chargées bombardant la Terre, grâce à une série d'expériences en ballon [1]. Ces particules constituent ce qu'on appelle les rayons cosmiques, et sont principalement composées de protons et de noyaux d'hélium, et en plus petite quantité d'électrons et de noyaux jusqu'au fer.

La caractéristique la plus impressionnante du rayonnement cosmique est la régularité de son spectre en énergie, avec un flux qui décroît sur plus de 32 ordres de grandeur sur 12 décades en énergie, comme le montre la Figure 1.1. La loi de puissance de ce spectre s'écrit génériquement sous la forme $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, où l'indice spectral α vaut 2.7 pour des énergies inférieures à 3 PeV, région appelée le *genou*, puis atteint la valeur $\alpha=3$ entre le *genou* et la *cheville* située vers 4 EeV, pour finalement s'établir à $\alpha=2.6$ aux énergies supérieures. Les rayons cosmiques les plus énergétiques sont probablement d'origine extragalactique, car le confinement magnétique cesse à ces énergies³, tandis que les rayons cosmiques de faible énergie sont vraisemblablement générés dans notre Galaxie. Ceci implique qu'une transition doit s'opérer à des énergies intermédiaires, souvent citée comme située au niveau de la *cheville*. C'est le cas de nombreux modèles basés sur des protons primaires [2] ou des compositions mixtes incluant des noyaux lourds [3]. Ces modèles reproduisent assez fidèlement le spectre des rayons cosmiques de ultra haute énergie (UHE, au-dessus de 10^{18} eV), mais nécessitent l'existence de sources galactiques capables d'accélérer des particules jusqu'à des énergies proches de la *cheville*. Une alternative à ces scénarios est basée sur les pertes d'énergies des protons extragalactiques lors de leur propagation [4]. La *cheville* serait alors la signature de l'interaction des protons avec le Fond Diffus Cosmologique (CMB) par production de paires $p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+ + e^-$, à une énergie comprise entre 10^{18} et $4 \cdot 10^{19}$ eV. Un tel modèle exige cependant que la composante extragalactique soit dominée par des protons, tandis que les noyaux lourds dominent la fin de la population galactique, en dessous de 300 PeV. Ce schéma permet néanmoins de relâcher la nécessité d'avoir un rayonnement cosmique galactique atteignant des énergies de l'ordre du EeV. Enfin d'autres modèles anticipent une transition moins brusque entre origine galactique et origine extragalactique du rayonnement cosmique, avec par exemple un second *genou* situé vers 0.3 EeV [5]. Mais on peut noter dès à présent l'importance de la composition chimique des rayons cosmiques dans l'interprétation de leur origine.

Une autre caractéristique fondamentale du rayonnement cosmique est la prédiction de l'effondrement abrupt du flux des rayons cosmiques à ultra haute énergie, tel que prédit par Greisen [6], Zatsepin et Kuzmin [7] (GZK). En effet, les photons reliques du CMB rendent l'Univers opaque aux protons dès que ces derniers ont une énergie supérieure à l'énergie seuil de photo-production des pions, tel que $p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + \pi$. Dans le cas où le rayonnement cosmique serait composé de noyaux, alors une suppression de flux aux hautes énergies est

³ Le rayon de Larmor de ces particules devient plus grand que la taille de notre Galaxie, et les particules s'en échappent avant d'avoir pu acquérir de très grandes énergies. D'où l'hypothèse que le spectre des rayons cosmiques est dominé par une composante extragalactique aux très grandes énergies.

aussi attendue, due au processus de photodissociation des noyaux sur le CMB, mais décalée en énergie. Expérimentalement, les observations furent controversées jusqu'au début des années 2000, quand AGASA ne signala aucune suppression GZK dans ses données [8], contrairement à ce que révélaient les résultats préliminaires d'HiRes [9]. La prédiction GZK fut définitivement confirmée avec les données de l'Observatoire Auger, qui observa la suppression pour les énergies supérieures à 4.10^{19} eV [10].

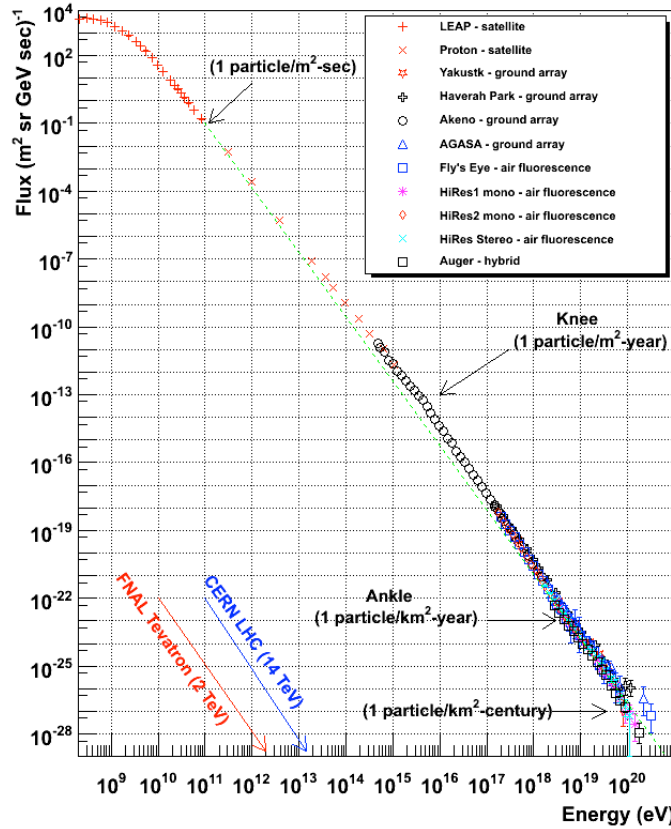


Figure 1.1

Spectre différentiel d'énergie du rayonnement cosmique mesuré sur Terre. **Crédit** : William Hanlon [11].

Bien que les rayons cosmiques, qui sont chargés, sont déviés par les champs magnétiques galactique et intergalactique, ceux d'ultra haute énergie ne le sont pratiquement pas, ce qui permet de dresser une carte de leur direction d'arrivée et donc des sources potentielles de ces particules ultra énergétiques. Avec la mesure de l'effondrement du flux des rayons cosmiques aux énergies de 4.10^{19} eV, il est de plus attendu que les sources observables se situent à moins de 100 Mpc [12], appelé horizon GZK, encourageant la recherche de sources extragalactiques proches. Des recherches d'anisotropie ont été menées par l'expérience Auger, qui observa une corrélation entre les directions d'arrivée de 27 événements d'ultra haute énergie et les positions de noyaux actifs de galaxies⁴ (AGN) situés à moins de 75 Mpc [13]. Les dernières données publiées d'Auger, qui incluent 69 événements UHE, montrent néanmoins un affaiblissement de la corrélation initialement observée, avec un écart à l'isotropie à 3σ seulement [14]. D'un autre coté, aucune corrélation n'a été observée dans l'hémisphère nord par la collaboration HiRes [15]. Cependant, l'observation des grandes structures de l'Univers montre que la distribution de matière dans

⁴ Les AGN de cette étude sont issus de la 12ème édition du catalogue Véron-Cetty & Véron contenant près de 22000 AGN et 85000 quasars.

L'Univers proche n'est pas isotrope, ce qui serait consistant avec une anisotropie observée dans le rayonnement cosmique. Dans les scénarios de sources discrètes et compactes, l'absence d'accumulation d'événements signerait soit l'existence d'une multitude de sources, soit une large séparation angulaire des rayons cosmiques provenant de la même source. Enfin, si les rayons cosmiques sont composés de noyaux lourds, alors les déflexions magnétiques ne seraient plus négligeables, ce qui compliquerait l'exercice.

Ainsi la composition en masse du rayonnement cosmique est une des clefs de la compréhension des sources et de la propagation des rayons cosmiques de très haute énergie. Cependant, dû au faible flux attendu à ces énergies, cette composition est difficilement mesurable, et ne permet toujours pas aujourd'hui de lever l'ambiguïté. En effet, les observations d'HiRes privilégient un spectre dominé par les protons aux énergies supérieures à 10^{18} eV [16], tandis que les résultats d'Auger favorisent une composition en masse plus lourde des rayons cosmiques à partir de $4 \cdot 10^{18}$ eV, ce qui soutiendrait l'hypothèse de la transition galactique / extragalactique au niveau de la cheville [17]. La question reste donc entièrement ouverte, mais est primordiale pour distinguer les différents scénarios de source des rayons cosmiques.

1.1.2 Les processus de production des gamma et des neutrinos

Les rayons cosmiques doivent donc être accélérés dans les sources, et se composent d'électrons et de noyaux, susceptibles d'interagir avec d'autres particules, soit directement au sein des sources, soit au cours de leur propagation. Ainsi l'existence du rayonnement cosmique implique aussi l'émission de produits secondaires, les gamma et les neutrinos.

1.1.2.1 Les processus d'origine leptonique

Les électrons de très haute énergie rayonnent une partie de leur énergie en synchrotron. Les électrons peuvent alors interagir avec leur propre rayonnement synchrotron par Compton inverse, produisant des photons de haute énergie (Synchrotron Self Compton ou SSC). Ce même processus peut également se produire avec un champ de photons externe, tel que le CMB, on parle alors d'External Inverse Compton (EC). Ces processus leptoniques sont à l'origine de la production de gamma de haute énergie.

1.1.2.2 Les processus d'origine hadronique

Les protons de haute énergie vont également interagir avec le rayonnement CMB, mais aussi avec le fond diffus infrarouge ou le fond radio universel, via les processus d'interaction soit de photo-production de pions, soit de création de paires e^+/e^- appelée aussi effet Bethe-Heitler.

Dans le cadre de la photo-production de pions, il y aura non seulement production de gamma de haute énergie :

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.1)$$

mais aussi émission de neutrinos:

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow n + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ \quad (1.2)$$

En plus de l'interaction avec le rayonnement, il peut y avoir des collisions p-p avec le gaz environnant, donnant naissance également à des neutrinos et des gamma. Enfin, dans certains cas, l'émission de gamma au TeV pourrait être expliquée par le rayonnement synchrotron des protons.

Dans le cas où les rayons cosmiques de ultra haute énergie seraient des noyaux lourds, alors les processus d'interaction de ces noyaux avec les photons sont la photo-production de paires et la photodésintégration, qui, dans certains cas, s'accompagne d'une production de pions. Dans le cas de l'interaction des noyaux avec des protons, alors entrent en jeu des réactions de spallation. La fragmentation s'accompagne de l'émission de neutrinos, photons et électrons, mais ces processus sont si complexes qu'il n'existe pas à ce jour de modélisation analytique.

1.1.3 La nécessité d’une approche multi-messagers

L’étude des rayons gamma et des neutrinos de haute énergie est essentielle pour la compréhension des progéniteurs des rayons cosmiques. En effet, le grand intérêt des gamma et des neutrinos est leur neutralité électrique, ce qui leur permet de ne pas être déviés par les champs magnétiques (extra)-galactiques et donc de se propager en ligne droite, en provenance directe de leur zone de production. Ces deux messagers ne sont cependant pas égaux lors de leur propagation : les photons de haute énergie sont absorbés par la matière interstellaire ou par le rayonnement cosmologique, avec un libre parcours moyen typique de 100 Mpc à 1 TeV, voire de 10 kpc pour une énergie de l’ordre du PeV, tandis que les neutrinos interagissent faiblement avec la matière, leur permettant de parcourir de très grandes distances. De plus, les photons étant facilement absorbés par la matière ou le rayonnement, ils ont du mal à s’échapper des régions denses et proviennent essentiellement de la surface des sources astrophysiques, contrairement aux neutrinos qui permettent d’explorer le cœur de ces objets.

L’astronomie gamma a connu un essor considérable ces dernières décennies, avec un accent particulier porté sur l’analyse multi longueurs d’onde. De nombreuses sources sont aujourd’hui observées en radio, rayons X et gamma, et une des motivations principales consiste à interpréter les connections entre ces émissions à l’aide des caractéristiques spectrales et/ou morphologiques des sources. Par exemple, le rémanent de supernova RX J1713.7-3946 (ou G347.3-0.5) est un des objets les plus étudiés avec des observations en X et gamma. Les observations X faites par le satellite ASCA semblent privilégier une émission synchrotron impliquant des électrons qui sont accélérés à des énergies jusqu’au TeV [18]. Les observations en gamma au TeV reportées par CANGAROO [19] puis HESS [20] peuvent alors s’interpréter soit comme une contribution leptonique due aux électrons interagissant par effet Compton Inverse (IC), soit comme une contribution hadronique des pions neutres, scénario privilégié dans le cas de HESS. En effet, bien que les morphologies observées en X et gamma soient similaires et tendent à favoriser une même population accélérée, en l’occurrence les électrons, les données spectrales s’accommodent mal avec un scénario IC seulement, où le champ magnétique à la source, fixé par le rapport du flux synchrotron sur le flux Compton, semble très faible, trop faible même en regard des valeurs attendues pour expliquer la forte variabilité des émissions X. Les données en X durs obtenues par le satellite Suzaku confirment aussi une interprétation hadronique des processus mis en jeu [21]. Un exemple d’ajustement des modèles sur les données multi longueurs d’onde est donné sur les Figure 1.2 et Figure 1.3, respectivement pour les scénarios hadronique et leptonique basés sur le modèle de Berezhko et Volk [22], et qui favorise la contribution des pions. Mais, récemment, le satellite Fermi a dévoilé ses observations pour la gamme en énergie au GeV, couvrant ainsi une partie du spectre inexploré entre les X et les γ au TeV. Ces mesures privilégient au contraire un scénario d’origine leptonique pour l’émission gamma [23], soutenues par la non observation de raies d’émission X thermique [24].

A travers cet exemple, on s’aperçoit que la question de savoir si les photons de haute énergie sont issus des processus hadroniques (π^0) ou leptoniques (IC), voire un mélange des deux, est encore au cœur des débats actuels, et seule l’observation de neutrinos de haute énergie pourra permettre de trancher. Enfin, pour la petite histoire, Super-Kamiokande a reporté une signature probable de neutrinos en provenance de cette source, d’énergie supérieure au GeV, à 97.5% de niveau de confiance [25].

En conclusion, l’astronomie neutrino est très prometteuse, puisqu’elle permet d’une part d’observer des objets très lointains, et ainsi d’élucider l’origine inconnue des rayons cosmiques de très haute énergie, et d’autre part de sonder directement le cœur de ces objets astrophysiques, offrant une meilleure compréhension des mécanismes d’accélération mis en jeu dans les sources. Toutefois, l’avantage du neutrino constitue également son plus gros inconvénient, en ce sens qu’il est très difficile à détecter, ce que nous montrerons dans le Chapitre 2. Auparavant, dressons un aperçu des sources potentielles de neutrinos.

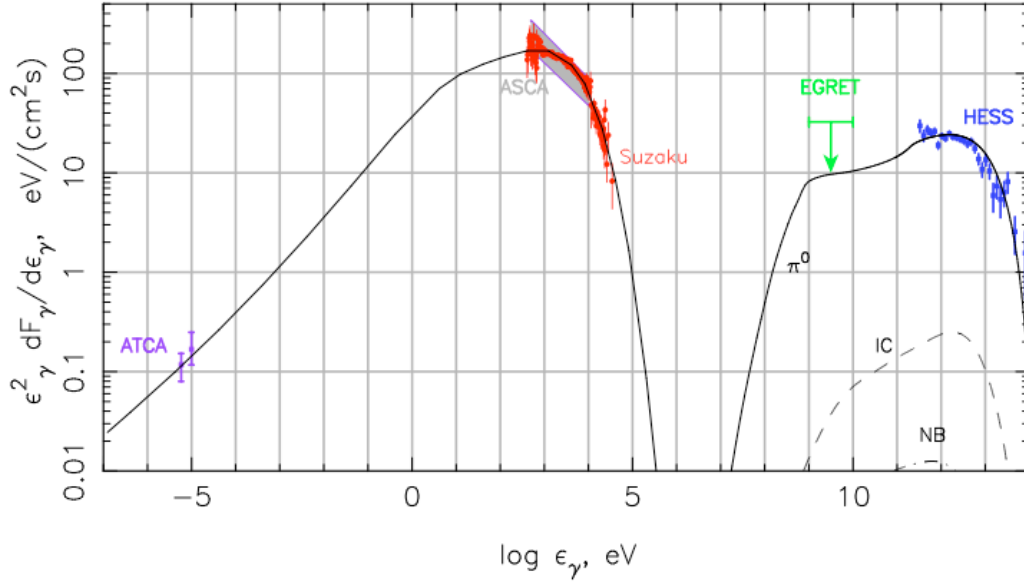


Figure 1.2

Contribution dominante des processus hadroniques : Spectre d'émission non thermique des photons en provenance de la source RX J1713.7-3946, où sont représentées les données radio d'ATCA, les données X de ASCA et de Suzaku [21], et les données γ de HESS [20]. La limite supérieure donnée par EGRET est aussi indiquée. La courbe pleine représente la contribution de processus hadroniques par la décroissance des pions neutres (π^0), tandis que les courbes en tiret et en tiret-pointillé indiquent respectivement les contributions des émissions Compton Inverse (IC) et du bremsstrahlung (NB) issues du modèle de Berezhko et Volk [22]. Le champ magnétique injecté dans le modèle vaut $100 \mu\text{G}$.

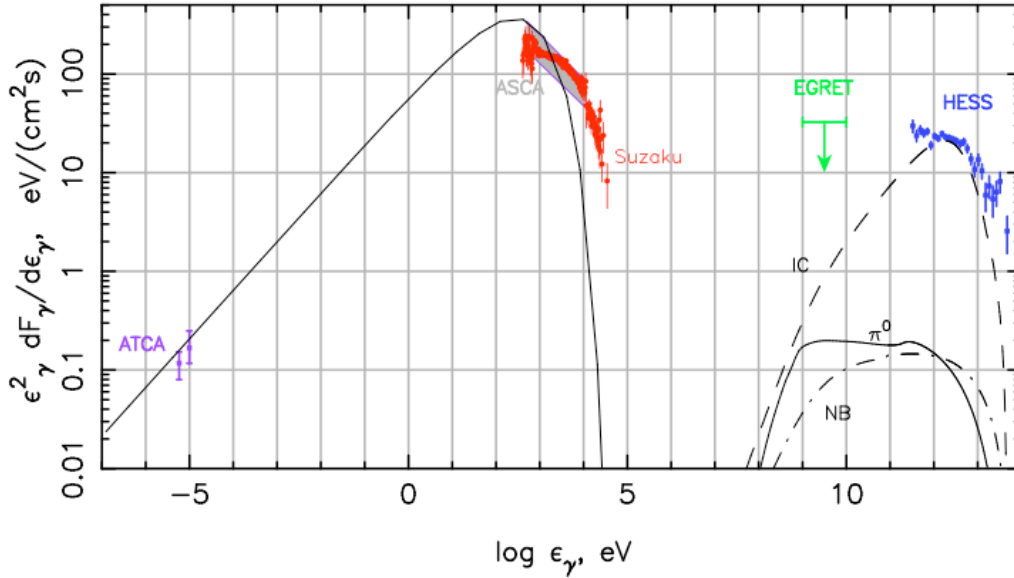


Figure 1.3

Contribution dominante des processus leptoniques : Spectre d'émission non thermique des photons en provenance de la source RX J1713.7-3946, où sont représentées les données radio d'ATCA, les données X de ASCA et de Suzaku [21], et les données γ de HESS [20]. La limite supérieure donnée par EGRET est aussi indiquée. La courbe pleine représente la contribution de processus hadroniques par la décroissance des pions neutres (π^0), tandis que les courbes en tiret et en tiret-pointillé indiquent respectivement les contributions des émissions Compton Inverse (IC) et du bremsstrahlung (NB) issues du modèle de Berezhko et Volk [22]. Le champ magnétique injecté dans le modèle vaut $20 \mu\text{G}$.

1.2 Les sources potentielles de neutrinos

Les neutrinos de haute énergie sont les messagers cosmiques qui signeraient de façon unique les interactions hadroniques dans les sources d’accélération de particules. Complémentaires aux gamma, qui peuvent être produits par processus leptoniques ou hadroniques, les neutrinos présentent également l’avantage de pouvoir s’échapper des régions denses de l’Univers, qui sont généralement associées à des objets compacts.

Nous allons donc décrire les objets extragalactiques, puis galactiques, qui représentent des sources très prometteuses pour la détection de neutrinos, pour conclure sur le fond diffus de neutrinos attendu.

1.2.1 Les sources extragalactiques

Les sources extragalactiques font partie des objets les plus énergétiques de l’Univers. Elles incluent les noyaux actifs de galaxie, les sursauts gamma et enfin les galaxies à sursaut de formation d’étoiles ou starburst galaxies.

1.2.1.1 Les noyaux actifs de galaxies (AGN)

En comparaison des galaxies dites normales (elliptiques, spirales ou irrégulières selon la classification de Hubble), certaines galaxies sont dites particulières, car elles se distinguent par des caractéristiques inhabituelles. Au côté des galaxies fantômes ou des galaxies morphologiquement singulières (galaxies annulaires, à coquilles, à antenne), une catégorie de galaxies particulières concerne les galaxies qui témoignent de processus énergétiques très violents, dont l’activité se concentre dans un volume très petit, au centre de la galaxie. Ce sont les galaxies dites à noyau actif. Ces galaxies, malgré des apparences très diverses, ont pour dénominateur commun d’avoir en leur cœur un trou noir supermassif, origine du rayonnement. Selon une échelle croissante de l’activité, les galaxies à noyau actif incluent les radiogalaxies, les galaxies de Seyfert et les galaxies hôtes des quasars et des blazars [26].

Parmi ces noyaux actifs de galaxies (AGN), les quasars (ou QSO) révèlent une activité extraordinaire, dont la puissance émise est deux ordres de grandeur plus grande que les noyaux des galaxies de Seyfert. Cette fantastique source d’énergie est libérée par des objets contenus dans un volume plus petit que le système solaire, et pourtant plus lumineux que la totalité des étoiles de la galaxie hôte. Cette luminosité résulte de l’accrétion de la matière s’engouffrant dans un trou noir de Kerr en rotation, et dont la masse dépasse le million de masses solaires. Un disque de matière spirale vers le trou noir, à très haute température, entouré lui-même d’un gigantesque tore de poussières et de gaz ionisés. Ce disque en rotation engendre un champ magnétique qui va être responsable de l’accélération des particules soufflées le long de deux jets alignés avec l’axe de rotation du trou noir, comme illustré sur la Figure 1.4.

Les quasars peuvent varier en luminosité sur des échelles de temps très diverses, de quelques heures à plusieurs mois, et ils peuvent être observés sur un large spectre électromagnétique, des ondes radio aux rayons gamma. Si les jets de matière sont orientés dans la direction de notre Galaxie, on parle alors de blazars, dont un sous-groupe concerne les objets BL Lacertae, à variations très rapides. Un modèle unificateur [27] explique que tous les noyaux actifs de galaxies sont probablement intrinsèquement identiques les uns des autres, et que leur dénomination n’est qu’une question de point de vue. Ainsi, une radiogalaxie ne serait qu’un quasar dont les jets seraient vus de profil, impliquant que le cœur serait caché par les anneaux de poussières. Les deux lobes radio caractéristiques de ces objets proviendraient de la dilution du gaz à l’extrémité des deux jets.

Il faut rappeler cependant que près de 90% de l’ensemble des noyaux actifs de galaxies, tels que les quasars et les galaxies de Seyfert, sont radio-silencieux, c’est-à-dire que les jets et les émissions sous-jacentes peuvent être négligés, et que l’émission radio est modeste, d’où leur nom. Les 10% restants d’AGN sont appelés radio-bruyants, et incluent quelques quasars, les blazars et les radiogalaxies.

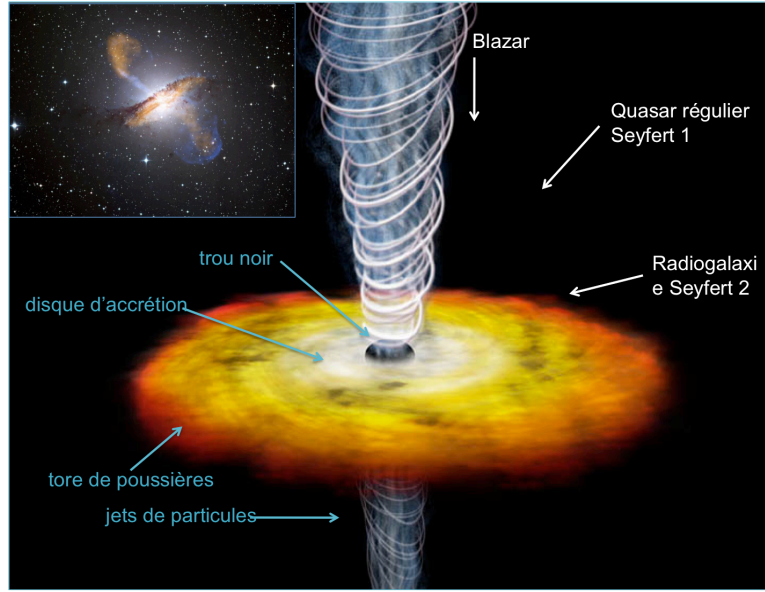


Figure 1.4 :

*Vue d'artiste d'un noyau actif de galaxie (AGN). Selon un modèle unificateur, les blazars seraient des AGN dont les jets seraient proches de la ligne de visée, les quasars réguliers et les galaxies de Seyfert 1 seraient observées selon un angle de 30° , tandis que les radiogalaxies et les galaxies de Seyfert 2 correspondraient aux plus grands angles pour lesquels la région centrale serait cachée par le tore. En vignette, l'image de la galaxie Centaurus A. Les jets et les lobes sont observés dans le domaine submillimétrique (orange) et X (bleu). Les poussières de la galaxie ainsi que le fond d'étoiles sont observées en lumière visible. **Crédit** : X-ray: NASA/CXC/CfA/R.Kraft et al.; Submillimeter: MPIfR/ESO/APEX/A.Weiss et al.; Optical: ESO/WFI.*

Ces objets libèrent ainsi une énergie colossale, et une vingtaine d'entre eux ont été détectés à des énergies au-delà du TeV [28]. Des processus hadroniques pourraient très bien être à l'origine d'une partie de ces émissions, et bien que la corrélation entre les émissions X et gamma [29] tendent à favoriser les modèles leptoniques dans les blazars par exemple, des scénarios impliquant des protons accélérés générant des cascades [30] ou concernant des collisions p-p [31] sont proposés. Cependant, dans certains modèles hadroniques, ce n'est pas la production de pions neutres qui expliquerait l'émission de gamma de haute énergie, mais le rayonnement synchrotron de protons ultra relativistes dans un fort champ magnétique [32]. L'avantage de ces modèles est qu'ils permettent d'expliquer également la corrélation entre le rayonnement X et γ , où l'émission X proviendrait du rayonnement synchrotron des leptons secondaires [33]. En revanche, l'émission neutrinos attendue pour ces objets sera d'autant plus faible que le processus du rayonnement synchrotron des protons sera dominant. Typiquement, la production neutrinos sera favorisée dans les objets faiblement variables, en comparaison des objets hautement variables, grâce à un taux de production de mésons chargés (pions, kaons) plus important. Enfin, ni les modèles leptoniques ni ces derniers modèles hadroniques ne permettent d'expliquer les observations de flares orphelins au TeV, qui n'ont pas de contrepartie X, comme pour 1ES 1959+650⁵ [34]. Des scénarios hybrides avec la coexistence de protons et d'électrons accélérés dans les jets sont proposés, qui pourraient confirmer l'importance d'une contribution hadronique dans ces objets [35].

⁵ Le flare orphelin de 1ES 1959+650 est en fait précédé d'un flare ordinaire, dont les émissions au TeV et en X sont corrélées, et donc parfaitement expliquées dans le cadre du scénario synchrotron self-Compton.

1.2.1.2 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma ont été découverts par hasard en 1967. Ce sont des bouffées de rayons gamma qui peuvent durer entre quelques millisecondes à plusieurs minutes, et sont localisées aléatoirement dans le ciel. Ces objets sont les événements les plus lumineux de l’Univers, parfois situés à des distances cosmologiques. Un aperçu détaillé de ces objets et de leurs caractéristiques est donné dans le Chapitre 5 de ce manuscrit.

1.2.1.3 Les starburst galaxies

Les starburst galaxies sont des galaxies présentant un taux exceptionnel de formation d’étoiles, formant jusqu’à quelques milliers de nouvelles étoiles par an. L’observation de rayonnement synchrotron en radio implique l’existence d’électrons relativistes dans ces galaxies. Si des protons sont aussi accélérés, et perdent principalement leur énergie à travers la production de pions suite aux collisions inélastiques avec les nucléons interstellaires, alors une émission diffuse de neutrinos peut être attendue de ces objets [36] [37]. Très récemment, l’expérience HESS a révélé la détection de gamma de très haute énergie en provenance de la starburst galaxie NGC 253 [38]. Le flux mesuré de gamma au-dessus de 220 GeV semble indiquer que la densité de rayons cosmiques dans cette galaxie est de trois ordres de grandeur plus grand que celui de notre Galaxie, et qu’ils produiraient leur propre population de rayons cosmiques. Ces accélérateurs cachés de rayons cosmiques représentent donc des sources potentielles intenses de neutrinos, puisque ces derniers peuvent s’échapper de ces régions denses.

1.2.2 Les sources galactiques

Les sources galactiques sont situées à des distances plus proches de la Terre (de 1 à 10 kpc) que leurs homologues extragalactiques. Cette propriété rend les sources galactiques particulièrement intéressantes pour un télescope à neutrinos puisque la luminosité requise pour produire un même flux de neutrinos qu’une source extragalactique est de plusieurs ordres de grandeur inférieure. Ici sont exposées quelques sources galactiques candidates à la production de neutrinos. Nous décrivons les microquasars, la phase précoce d’une explosion de supernova ainsi que les phases tardives des restes de supernovae, puis les pulsars, pour enfin conclure sur les géantes bulles galactiques récemment mises en évidence par Fermi.

1.2.2.1 Les microquasars

Les microquasars sont des sources binaires de haute énergie appartenant à notre Galaxie. Ce système binaire (voir [39] pour une revue des aspects théoriques) contient un objet compact tel une étoile à neutron ou un trou noir en rotation, qui attire la matière d’une étoile compagnon. Cette matière forme un disque d’accrétion autour de l’objet compact, et perpendiculairement à celui-ci, deux jets de plasma sont éjectés à des vitesses relativistes comme illustré sur la Figure 1.5. Le disque d’accrétion, chauffé à une température de quelques millions de degrés, émet dans le rayonnement X, tandis que les nuages éjectés émettent en synchrotron. Les microquasars sont morphologiquement analogues aux quasars [40], leur différence principale résidant dans la masse du trou noir, typiquement de quelques masses solaires (trou noir stellaire) pour le microquasar, et impliquant des échelles de variations temporelle et spatiale différentes (typiquement, les cycles d’accrétion et d’éjection pour les microquasars sont de quelques secondes à quelques minutes).

Certains de ces objets ont été détectés à des énergies au-delà de 100 GeV en gamma [41] [42], ce qui confirme que les microquasars sont le site d’accélération de particules à des énergies ultra relativistes. Certains modèles suggèrent une contribution des processus hadroniques dans ces émissions de haute énergie. Il peut être question de l’interaction des protons accélérés dans le jet avec le champ de radiation du disque d’accrétion [43] [44], ou encore des collisions inélastiques entre les protons accélérés dans le jet avec les ions présents dans le vent stellaire [45] [46]. Etant donnée la probable absorption des gamma à l’intérieur de ces objets, ces sources représentent donc des candidats très prometteurs pour l’émission

de neutrinos, en particulier les sources LS 5039 [47] et LS I +61 303 [48], ainsi que SS433 et GX339-4 [49].

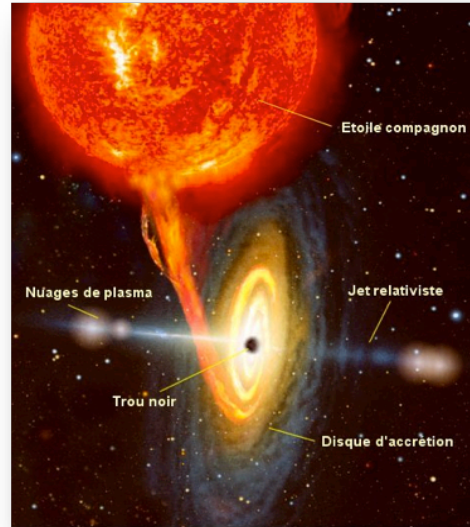


Figure 1.5

Vue d'artiste d'un microquasar accompagné de son étoile compagne. Ce système d'étoiles binaires produit des jets relativistes perpendiculairement au disque d'accrétion.

1.2.2.2 Les explosions de supernovae

Une supernova est un phénomène cataclysmique, qui signe la mort d'une étoile. On distingue les supernovae thermonucléaires, résultant de l'explosion d'une naine blanche suite à l'accrétion de matière d'une étoile compagne, et les supernovae à effondrement de cœur, intervenant lorsqu'une étoile massive est encore sous le siège de réactions nucléaires, mais que la masse du cœur en fer atteint la masse de Chandrasekhar. L'effondrement gravitationnel entraîne une augmentation énorme de la densité, jusqu'à la densité nucléaire, les protons sont convertis en neutrons, et la température très élevée du cœur se transmet aux couches externes, déclenchant l'explosion. Pendant l'effondrement, une première émission de neutrinos a lieu, correspondant à la conversion des protons en neutrons. Cette phase est appelée l'accrétion, pour laquelle 10% de l'énergie totale est emportée par les neutrinos, et qui dure à peu près une seconde [50]. Puis intervient la phase de thermalisation, où 90% de l'énergie est rayonnée par des (anti)-neutrinos de toute saveur, pendant quelques secondes. Les neutrinos émis au MeV ont été détectés pour la première fois lors de l'explosion de SN1987A par Kamiokande-II [51], IMB [52] et Baksan [53]. Ce genre d'explosions intervient dans notre Galaxie une à trois fois par siècle.

Ces neutrinos de basse énergie ne peuvent pas être reconstruits par un détecteur tel qu'ANTARES, dû à la faible extension spatiale des leptons produits⁶. Cependant des études ont montré que l'explosion d'une supernova pourrait être vue comme un excès d'événement sur l'ensemble des photomultiplicateurs [54], avec une recherche effectuée sur des temps typiques de 100 ms à quelques secondes.

En plus de cette émission thermique de neutrinos précédant l'émission optique, un flux de neutrinos au TeV peut être attendu par certains modèles, prédisant l'interaction proton-noyau dans les explosions de supernovae de type II [55]. Ce type de signal pourrait s'étendre sur la première heure suivant l'explosion, et est attendu concomitant avec un signal gamma au GeV.

⁶ La contribution la plus significative provient des anti-neutrinos électroniques qui interagissent dans le volume du détecteur par désintégration β inverse, donnant naissance à des positrons.

1.2.2.3 Les rémanents de supernovae

Lors de l’explosion d’une étoile en supernova, de la matière est éjectée dans l’espace, formant un type de nébuleuse appelé rémanent de supernova. Les rémanents de supernovae font partie des meilleurs candidats galactiques à l’accélération des particules chargées formant les rayons cosmiques [56]. D’ailleurs, il est aujourd’hui bien établi que les rémanents de supernova sont le siège de l’accélération des électrons, via le rayonnement synchrotron observé par les satellites X. Certains de ces objets émettent aussi des rayons gamma jusqu’à une dizaine de TeV [57][58], mais ces observations ne permettent pas de discriminer sans ambiguïté la contribution leptonique de la contribution hadronique. Cependant une étude très récente basée sur les observations multi longueurs d’onde met en évidence l’accélération de protons dans le rémanent de la supernova SN 1572 (Tycho) [59]. En effet, le spectre gamma mesuré par Fermi et VERITAS dans la gamme du GeV au TeV ne semble s’expliquer que par une contribution hadronique due aux collisions nucléaires des noyaux accélérés diffusant sur le gaz ambiant. Si l’observation de l’émission gamma est interprétée comme provenant de la désintégration des pions neutres, alors des neutrinos de haute énergie sont attendus, aussi bien pour les rémanents dits en coquille (SNR), comme RX J1713.7-3946 [22][60] ou Vela Jr. (RX J0852-4622) [61], que pour les rémanents pleins [62], aussi appelés plérions (PWN⁷). Ces derniers sont souvent associés à de jeunes pulsars, et certains modèles suggèrent plus précisément qu’une fraction de l’énergie de rotation du pulsar est convertie en un vent relativiste de noyaux qui interagissent avec la matière du rémanent, produisant des neutrinos. Les sources candidates prometteuses seraient le Crabe [63] et Vela X [64]. Une autre hypothèse serait la présence d’un nuage moléculaire de haute densité fournissant une cible idéale pour les interactions des hadrons accélérés, comme suggéré pour les sources IC443 [65] ou G54.1+0.3 [66], voir l’illustration Figure 1.6. Enfin, récemment, des simulations hydrodynamiques 3D de l’évolution d’un reste de supernova, et qui incluent l’accélération et la rétroaction des particules, ont montré qu’on pouvait reproduire les observations morphologiques de supernovae si un taux d’injection de protons au choc était suffisant, suggérant que les SNR seraient des accélérateurs de protons [67].

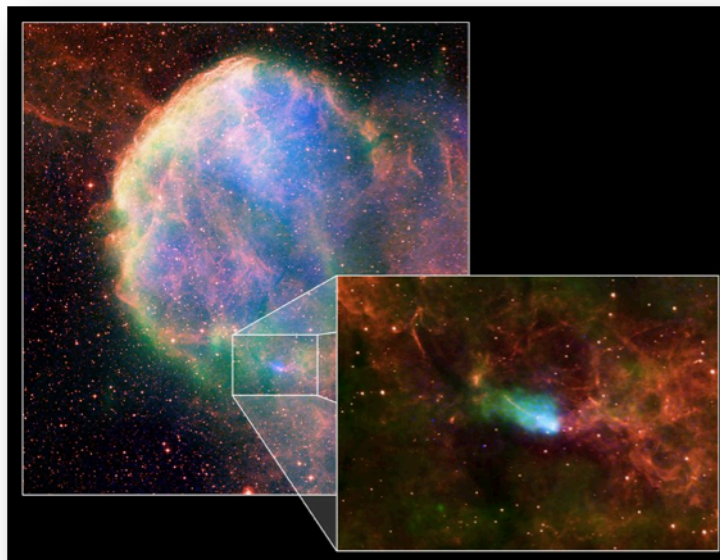


Figure 1.6

Image de la nébuleuse de supernova IC 443 et de son étoile à neutron, obtenue du domaine radio (bleu), au visible (rouge) et aux rayons X (vert). **Crédit:** Chandra X-ray: NASA/CXC/B.Gaensler et al; ROSAT X-ray: NASA/ROSAT/Asaoka & Aschenbach; Radio Wide: NRC/DRAO/D.Leahy; Radio Detail: NRAO/VLA; Optical: DSS

⁷ En anglais, Pulsar Wind Nebula.

1.2.2.4 Les pulsars

Les pulsars ont été découverts en 1967 de façon fortuite, par Jocelyn Bell Burnell et Antony Hewish. Ils sont le résidu d'une supernova à effondrement de cœur, bien que ces dernières puissent aussi donner naissance à un trou noir. Un pulsar est une étoile à neutrons tournant très rapidement sur elle-même, et qui émet deux faisceaux de rayonnement le long de son axe magnétique, comme illustré sur la Figure 1.7. Comme son axe magnétique n'est pas, en général, aligné sur son axe de rotation, la région d'émission décrit un cône, qui balaie l'espace comme un phare de période comprise entre quelques millisecondes et quelques secondes. La vitesse de rotation très élevée des pulsars est due à la conservation du moment angulaire de la supernova lors de son effondrement en étoile à neutrons, tandis que la conservation du flux magnétique engendre un champ magnétique intense, jusqu'à 10^{12} G. Cependant ce système est amené à perdre de l'énergie du fait de sa rotation, engendrant un ralentissement de sa vitesse, et donc de sa fréquence d'émission, ce qui est bien observé expérimentalement. Une exception provient de la catégorie des pulsars milliseconde, dont la vitesse de rotation ne peut être expliquée par la seule contraction de l'étoile. Il s'agirait alors de systèmes binaires, et l'énergie accélérant le pulsar proviendrait du moment cinétique de la matière accrétée transférée par l'étoile compagnon. Ces pulsars, en général très âgés, sont dotés d'un champ magnétique très faible, typiquement de 10^8 G. Les pulsars sont en grande majorité émetteurs radio, parfois émetteur X et gamma. Par exemple les Anomalous X-ray Pulsar (AXP) et les Soft Gamma-ray Repeaters (SGR) sont interprétés en terme de magnétars, qui sont des pulsars dont le champ magnétique excède les 10^{14} G [68]. Plus de 60 pulsars émetteurs gamma sont aujourd'hui recensés [69], dont certains à des énergies au TeV [70]. Une production neutrinos est attendue par certains modèles, mais la difficulté principale réside dans le manque de matière dense dans l'environnement immédiat du pulsar nécessaire à la production de pions. L'émission neutrinos est donc souvent discutée dans le cadre de leur nébuleuse, les plérions [71]. Cependant, certains auteurs envisagent une production neutrinos au niveau des pôles magnétiques des pulsars, pour les magnétars par exemple, via une interaction photomeson et la résonance Δ^+ , produisant un faisceau de neutrinos [72]. Ce modèle, étendu plus généralement aux pulsars, prédit une émission de neutrinos muoniques de l'ordre de 50 TeV pour le pulsar de Vela (PSR B0833-45), ou les pulsars PSR B1508-58 et PSR B1706-44 [73]. Enfin, il peut être envisageable de détecter un fond diffus de neutrinos extragalactiques en provenance de très jeunes pulsars millisecondes formés dans l'Univers [74].

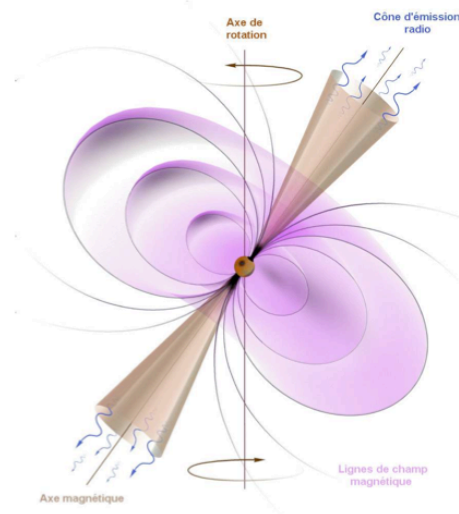


Figure 1.7

Vue d'artiste d'un pulsar et de ses lignes de champ magnétique. Un pulsar est généralement considéré comme une étoile à neutron en rotation rapide, émettant un rayonnement périodique selon son axe magnétique, qui n'est pas, en général, aligné sur axe de rotation.

1.2.2.5 Les bulles galactiques (ou les Fermi bubbles)

A la suite du lancement du télescope Fermi en 2008, une nouvelle source de rayonnement gamma a été découverte [75][76]. Il s'agit de deux énormes lobes qui s'étendent sur 25 000 années-lumière de part et d'autre du plan galactique, comme illustré sur la Figure 1.8. L'origine de ces lobes demeure inconnue, et une hypothèse serait soit qu'ils aient été créés lors de l'émission de deux jets de particules suite à l'accrétion de matière vers le trou noir central de notre Galaxie, soit formés pendant une période d'intense activité de formation d'étoiles il y a quelques millions d'années.

Ces structures coïncident en partie avec une émission microonde déjà reportée par WMAP autour du Centre Galactique, ainsi qu'avec une région étendue observée en rayons X par ROSAT. C'est pourquoi une des interprétations initiales de ce phénomène était d'introduire une seule et même population d'électrons relativistes et d'énergie supérieure à 50 GeV, qui rayonne du synchrotron et émet simultanément des gamma de haute énergie par Compton Inverse. Mais la dureté du spectre ($dN/dE \sim E^{-2}$) et son intensité uniforme peuvent suggérer une population hadronique (protons et ions plus lourds) qui serait piégée dans le Centre Galactique suite à une extrêmement longue période de formation d'étoiles (quelques milliards d'années), et injectée dans les lobes par le vent Galactique [77]. Les collisions p-p entre ces protons et le plasma environnant dans les bulles produiraient alors les gamma, les électrons et positrons, ainsi que des neutrinos. Ce scénario permet d'expliquer le spectre des rayons cosmiques en $E^{-2.7}$, la dureté du spectre des gamma (>100 MeV) issus de la désintégration des pions, et l'émission synchrotron rayonnée par les électrons relativistes secondaires. Une émission neutrino serait alors attendue, de l'ordre de 40 événements pour un détecteur de la taille du km^3 .

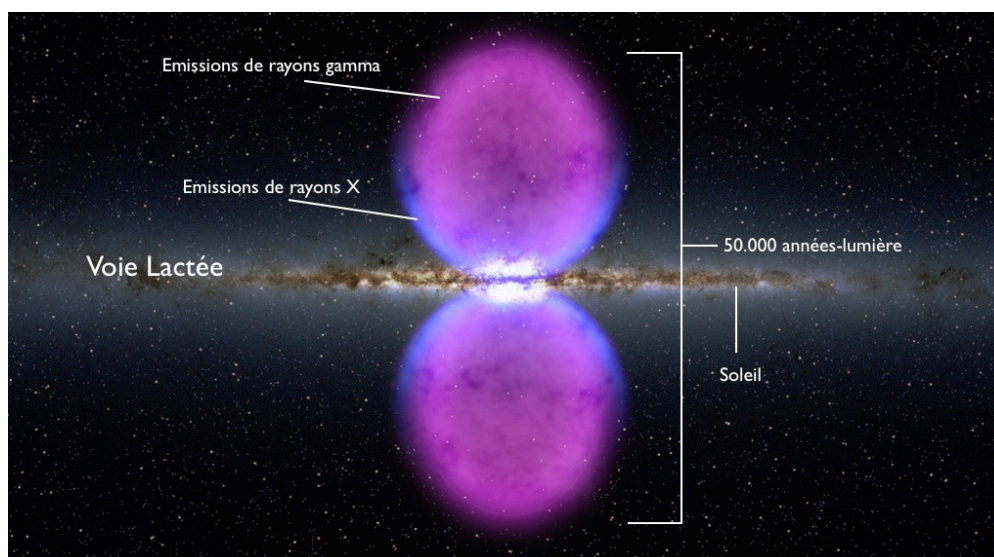


Figure 1.8

*Illustration des deux bulles géantes observées par le satellite Fermi. Elles s'étendent sur plus de 25 000 années lumière de part et d'autre de notre Galaxie. **Crédit** : NASA's Goddard Space Flight Center*

En conclusion, nous avons montré qu'il existe un vaste choix de sources, extragalactiques ou galactiques, susceptibles de produire des neutrinos de haute énergie. Les modèles associés sont soit basés sur une extrapolation du flux de neutrinos à partir des flux en gamma mesurés, soit fondés sur une modélisation des processus se produisant au cœur de ces objets compacts. Mais quelque soient les observations, et quelque soient les modèles, le débat autour des processus hadroniques versus leptoniques est toujours d'actualité, et seule l'observation de neutrinos pourra définitivement clore le chapitre.

1.2.3 Flux diffus

Pour les sources astrophysiques qui ne sont pas ponctuelles, un flux diffus de neutrinos peut aussi être attendu. Les prédictions de ces flux sont généralement basées sur les observations des rayons cosmiques et des gamma.

En posant l'hypothèse que les rayons cosmiques d'origine extragalactique, ici supposés d'énergie supérieure à 10^{18} eV, sont composés principalement de protons, et que ces derniers cèdent l'ensemble de leur énergie à la production de pions, alors une limite supérieure au flux de neutrinos est donnée par Waxman & Bahcall (W&B) [78]:

$$E_\nu^2 \Phi_\nu < 5 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (1.3)$$

D'autres auteurs ont estimé une limite supérieure au flux de neutrinos en se basant uniquement sur les limites expérimentales du flux des rayons cosmiques et du fond gamma extragalactique, sans présomption du spectre d'injection des protons. La limite de Mannheim-Protheroe-Rachen (MPR) vaut $E_\nu^2 \Phi_\nu < 2 \times 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour les sources opaques aux neutrons [79].

Lors de leur propagation, les rayons cosmiques sont aussi susceptibles de traverser des amas denses de galaxies. Ces derniers peuvent être le siège d'un champ magnétique intense ($\sim 40 \mu\text{G}$), permettant de confiner les particules chargées et ainsi d'amplifier localement les émissions secondaires de neutrinos et de photons. Cependant les estimations de flux de neutrinos sont à la limite de détection des télescopes de nouvelle génération comme IceCube ou KM3NeT, que ce soit pour un spectre de rayons cosmiques composés de protons ou de noyaux lourds [80]. La contribution des amas de galaxies au flux diffus de neutrinos au-dessus de 10^{18} eV constitue donc une petite fraction seulement du flux diffus total attendu.

L'observation du flux diffus de neutrinos cosmiques est affectée par le flux diffus des neutrinos et muons atmosphériques créés lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Afin de s'affranchir de ce bruit de fond irréductible, les recherches de flux diffus tirent partie de la dureté du spectre des neutrinos cosmiques attendus en $\Phi_\nu \propto E^{-2}$ résultant des processus d'accélération lors des chocs. Comparé au spectre des neutrinos atmosphériques en $E^{-3.7}$, un flux diffus sera donc vu comme un excès d'événements à haute énergie, typiquement à partir de 10 TeV. Les dernières contraintes mondiales obtenues en partie avec ANTARES [81] sont illustrées sur la Figure 1.9. Il est cependant important de noter que les différentes expériences sont sensibles à des saveurs différentes de neutrinos, et que leur comparaison avec les prédictions théoriques attendues nécessitent de tenir compte de l'oscillation des neutrinos, dont le cadre est décrit §1.3.2. En effet, si le rapport des saveurs à la source est attendu comme $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1:2:0)$ (cf. §1.1.2.2), alors on peut s'attendre à ce que le rapport des saveurs observé sur Terre soit $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1:1:1)$, d'où les facteurs de normalisation appliquées sur la Figure 1.9. Certains auteurs prédisent néanmoins que ce rapport puisse être différent à haute énergie, conduisant par exemple à un rapport $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1:1.8:1.8)$ [86].

1.2.4 Les neutrinos cosmogéniques

Comme nous l'avons vu au §1.1.1, la découverte du Fond Diffus Cosmologique (CMB) en 1965 [87] a rapidement conduit à la prédiction de l'effet GZK [6][7] du nom de ses auteurs, où les rayons cosmiques de ultra haute énergie (UHECR) interagissent avec les photons reliques du CMB. Une des conséquence de cette interaction serait la production attendue de neutrinos de ultra haute énergie, appelés neutrinos cosmogéniques ou neutrinos GZK [88], résultants de la décroissance des pions chargés produits via la résonance Δ . En fait l'interaction des rayons cosmiques avec les fonds diffus infrarouge et micro-onde est aussi susceptible de produire des neutrinos cosmogéniques, mais d'énergies plus faibles [89]. Une détection de neutrinos d'ultra haute énergie dans les années à venir apporterait des contraintes intéressantes sur l'origine des UHECR, probablement les GRB ou les AGN.

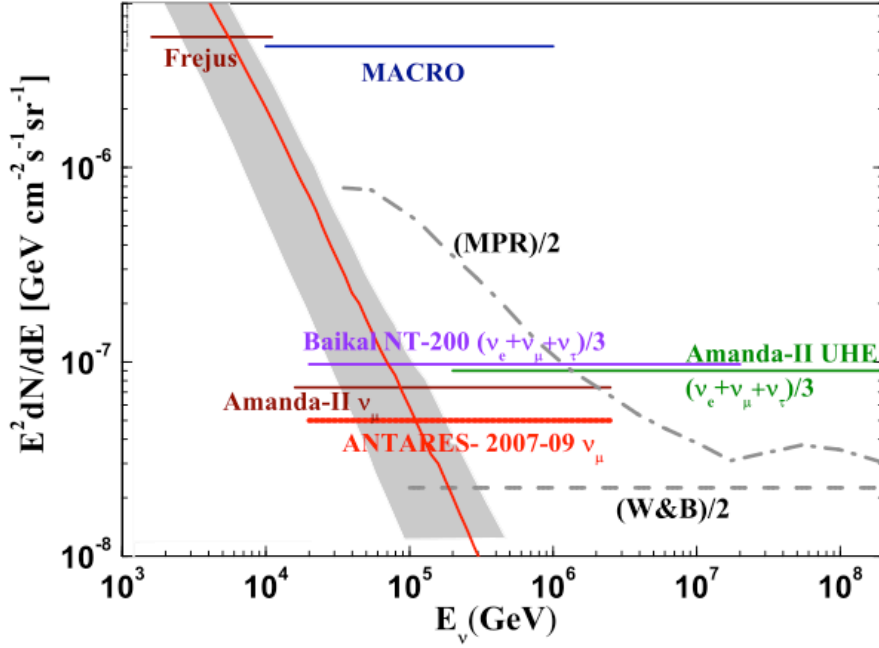


Figure 1.9

Limites à 90% c.l. sur le flux diffus de neutrinos en E^2 obtenues par les expériences ANTARES [81], AMANDA-II [82], Baikal [83], MACRO [84] et Frejus [85] et comparées aux limites supérieures de W&B [78] et MPR [79]. Ces dernières ont été divisées par 2 afin de tenir compte de l'oscillation des neutrinos. La bande grise représente les variations attendues du flux de neutrinos ν_μ atmosphériques en fonction de la direction d'arrivée des neutrinos.

Les prédictions du flux attendu des neutrinos GZK dépendent de nombreux paramètres, tels que le spectre d'énergie des primaires, la nature de la source des UHERC, la section efficace $p\gamma$, la densité des photons du CMB, le champs magnétique, ou encore la composition des UHECR, et peuvent ainsi varier de plusieurs ordres de grandeur sur l'ensemble de la gamme en énergie considérée [90]. Dans le cas des scénarios optimistes, les régions du PeV et du EeV sont à la limite de détection des grands télescopes à neutrinos ou de l'Observatoire Auger. Mais l'arrivée des nouvelles méthodes de détection, comme la détection acoustique ou la détection radio (cf. §2.1.2), peut contraindre significativement les modèles. Notons cependant que de nombreuses incertitudes demeurent, et que par exemple une renormalisation du spectre en énergie d'Auger sur les données d'AGASA augmenterait d'un facteur 2 le flux attendu de neutrinos cosmogéniques.

1.3 Au-delà du Modèle Standard

Un télescope à neutrinos, grâce à son principe de détection, permet également de sonder de la nouvelle physique, au-delà du Modèle Standard. Ces études concernent la recherche indirecte de matière noire, l'oscillation des neutrinos, ou encore la recherche de particules exotiques tels que les nucléarites ou les monopôles magnétiques.

1.3.1 La matière noire

La matière noire a initialement été mise en évidence par Fritz Zwicky en 1933 [91]. En effet, l'étude des vitesses des galaxies dans l'amas de Coma semblait indiquer que la masse dynamique présente dans l'amas était de deux ordres de grandeur plus grande que la masse déduite de la luminosité totale. Quarante ans plus tard, Vera Rubin confirma à l'échelle des galaxies, spirales en l'occurrence, que de la matière non visible était présente au-delà du

bulbe galactique⁸ [92]. Aujourd'hui l'existence de matière noire est confirmée par de nombreuses observations, de l'effet de lentille gravitationnelle [93] aux observations en X du gaz chaud [94] dans les amas de galaxies, comme dans l'amas du boulet par exemple [95], mais aussi par les contraintes issues des supernovae de type Ia [96][97], de WMAP sur le fond diffus cosmologique [98] ou encore des structures à grande échelle. L'ensemble de ces données semble indiquer que la densité de matière ordinaire ne représente que 5% de notre Univers (dont moins de 1% sous forme lumineuse), tandis que la densité de matière noire, qui n'interagit que gravitationnellement, en représente 22%. D'autre part, comme l'illustre la Figure 1.10, l'essentiel de la densité d'énergie (73%) de l'Univers est sous la forme d'énergie noire, nécessaire pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers [96][97]. Un des enjeux majeurs de la cosmologie moderne consiste à déterminer la nature de cette matière noire et de cette énergie noire. Notons cependant que des approches alternatives existent, comme celles qui consistent à considérer la matière noire, voire l'énergie noire, comme des manifestations d'une modification de la Relativité Générale aux grandes échelles [99][100][101].

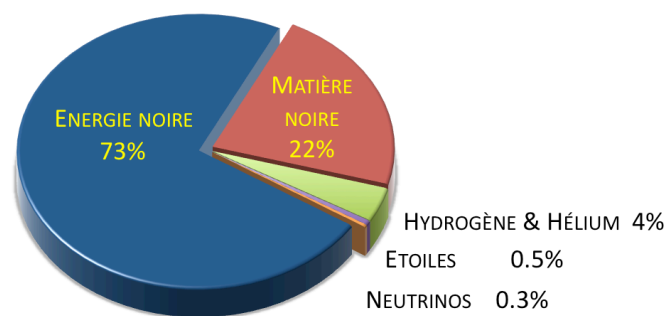


Figure 1.10

Composition actuelle de l'Univers selon le Modèle Standard de la cosmologie.

Les candidats de matière noire non baryonique doivent donc être neutre, stable, interagir très faiblement avec la matière ordinaire et avoir une densité relique pas trop négligeable. Le scénario privilégié dans le Modèle Standard de la cosmologie concerne la matière noire froide, c'est-à-dire non relativiste. Une des descriptions consiste à considérer des particules massives interagissant faiblement (WIMPs), créées aux tout premiers instants de l'Univers, avec une masse approximativement comprise entre 10 GeV et quelques TeV. Des candidats WIMPs naturels sont proposés dans les extensions supersymétriques (SUSY) du Modèle Standard ou dans les modèles multidimensionnels de l'espace-temps (UED). En général sont considérées les particules stables les plus légères, appelées LSP (Lightest Supersymmetric Particles) pour la supersymétrie [102] (le neutralino pour la plupart des modèles SUSY) et LKP (Lightest Kaluza-Klein Particles) pour le modèle à dimension supplémentaire dit de Kaluza-Klein [103]. Ces particules stables sont capturées gravitationnellement par les objets massifs, tel que le Soleil ou le Centre Galactique, et se désintègrent par un procédé d'auto-annihilation par paire. Une méthode de détection est la détection indirecte, qui consiste à observer les produits d'annihilation comme les neutrinos, qui peuvent donc être observés par ANTARES [104]. Les flux attendus dépendent essentiellement de la compétition entre le taux de capture et le taux d'annihilation, ainsi que de la propagation des neutrinos du cœur du Soleil à sa surface par exemple.

Par opposition à la matière noire froide (CDM), il est possible de définir la matière noire chaude (HDM), qui consiste en des particules légères mais relativistes, comme le neutrino.

⁸ La plupart des étoiles se déplacent toutes à la même vitesse quelque soit leur distance par rapport au centre de la galaxie, en contradiction avec le mouvement képlérien attendu.

Tandis que l'hypothèse HDM soit fortement exclue par la formation des structures⁹, les simulations basées sur le scénario CDM peinent à reproduire les observations à petites échelles, typiquement en dessous de 100 kpc, poussant certains auteurs à envisager l'existence de matière noire tiède (WDM) [105]. Un des candidats serait alors un neutrino stérile droit léger [106]. Les contraintes observationnelles imposent, dans le modèle de trois générations de neutrinos, un neutrino d'une masse de quelques keV, et deux neutrinos stériles de masses de plusieurs GeV, se mélangeant très faiblement avec les neutrinos gauches standards [107]. Mais la détection de ces neutrinos stériles par un télescope à neutrinos ne peut se faire qu'à travers la mesure d'oscillation des neutrinos.

1.3.2 L'oscillation des neutrinos

Jusqu'à la fin des années 90, les expériences qui avaient pour but de mesurer le flux des neutrinos issus du Soleil concluaient à un déficit de neutrinos observés, inexpliqué dans le cadre du Model Standard minimal où les neutrinos n'ont pas de masse. Depuis, ce déficit en neutrinos (électroniques) est interprété en termes d'oscillation, mais l'existence de ces oscillations implique nécessairement celle d'une masse non nulle pour les neutrinos.

Historiquement, la possibilité de mélange entre neutrinos est introduite dès 1957 par le physicien Pontecorvo [108], qui envisagea alors une transition de type $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$. Après la mise en évidence du neutrino muonique en 1962, ce fut les transitions entre saveurs comme $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ qui furent envisagées [109]. Ainsi, dans une représentation où les états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3) du neutrino sont différents des états propres de saveur $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$, on peut écrire la relation :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où U est la matrice de mélange unitaire appelée Pontecorvo-Maki-Nakawa-Sakata (PMNS), qui s'exprime comme :

$$U = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

dans laquelle $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, où le facteur de phase δ est non nul seulement si l'interaction faible viole la conservation de CP, et où les facteurs de phase α_1 et α_2 n'ont un sens que si les neutrinos sont de Majorana¹⁰. Ainsi il en résulte que l'état propre de saveur ν_1 peut être décrit comme une superposition quantique des états propres de masse selon :

$$|\nu_1\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{1i} |\nu_i\rangle \quad (1.6)$$

Comme les états propres de masse se propagent comme une onde plane, alors, dans l'approximation ultra-relativiste où $p \gg m$, ils peuvent s'écrire comme :

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.7)$$

et la probabilité qu'un neutrino de saveur initiale α soit détecté avec une saveur β à la distance L s'exprime par :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle \right|^2 \quad (1.8)$$

⁹ La matière noire chaude implique la formation des amas des galaxies avant la formation des galaxies et des étoiles elles-mêmes.

¹⁰ c'est-à-dire si le neutrino est sa propre anti-particule.

soit

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} \Re(U_{\beta j}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\alpha i}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \sum_{j>i} \Im(U_{\beta j}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\alpha i}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.9)$$

où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ vérifie la relation $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0$. Cette expression comprend six paramètres libres, trois paramètres de mélange, deux paramètres de masse et la phase de violation de CP.

Dans le cas où la hiérarchie des masses des neutrinos vérifie la relation $|\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2| = \Delta m^2 \gg |\Delta m_{12}^2| = \delta m^2$, alors on peut réduire le formalisme d'oscillation à deux familles de neutrinos. En particulier, si on se place dans une région d'énergie E et de distance L où la valeur de $\Delta m^2 L/E$ engendre des oscillations, alors la probabilité de conversion s'écrit :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} \approx \sin^2 2\theta_{\alpha\beta}^{\text{eff}} \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \sin^2 2\theta_{e\mu}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \\ \sin^2 2\theta_{e\tau}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \\ \sin^2 2\theta_{\mu\tau}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \end{aligned}$$

Expérimentalement, l'interprétation de l'oscillation des neutrinos a été mise en évidence en 1998 avec les données de Super-Kamiokande [110], résolvant l'anomalie des neutrinos atmosphériques basée sur le même principe que l'anomalie des neutrinos solaires. On peut noter aujourd'hui l'effort développé sur ce thème, en citant les expériences qui ont étudié les neutrinos d'origine solaire sensibles à θ_{12} (Homestake [111], Kamiokande [112], GALLEX [113], SAGE [114], SNO [115] et Super-Kamiokande [116]), d'origine atmosphérique sensibles à θ_{23} (Super-Kamiokande [117], MACRO [118] et Soudan-2 [119]), ou encore celles sensibles à θ_{13} qui utilisent des neutrinos terrestres issus de réacteurs (CHOOZ [120], KamLAND [121]) ou d'accélérateurs (K2K [122], MINOS [123]), et qui ont toutes conforté l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos et ont permis de contraindre ses paramètres. Ainsi, il est désormais admis que les neutrinos ont une masse non nulle, avec des états propres de masse différents des états propres de saveur, et sont décrits dans le cadre des oscillations à trois saveurs. Un exemple récent des valeurs ajustées des paramètres d'oscillation est [124] :

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &= 2.46 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \delta m^2 &= 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &= 0.99 \\ \tan^2 \theta_{12} &= 0.47 \end{aligned} \quad (1.11)$$

Les télescopes à neutrinos peuvent aussi en théorie contraindre les paramètres d'oscillation grâce aux neutrinos atmosphériques, mais seulement si leur seuil en énergie est suffisamment bas, typiquement inférieur à quelques dizaines de GeV. Par exemple, le détecteur IceCube vient de mettre en place une extension basse énergie baptisée IceCube Deep Core array (ICDC). Grâce à un seuil en énergie abaissé à 5 GeV, ce détecteur semble pouvoir contraindre significativement certains paramètres d'oscillation comme Δm_{31}^2 et θ_{23} [125].

Mais ce schéma pourrait être bouleversé si les dernières observations s'avéraient confirmées. En effet un excès d'événements inattendu a été observé dans la recherche des oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ par les deux expériences d'accélérateurs LSND [126] et MiniBooNE [127], impliquant un domaine $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ très différent de celui obtenu par les données atmosphériques et solaires. De plus, très récemment, une réévaluation du flux d'antineutrinos attendu provenant des réacteurs nucléaires montre un déficit de 3% qui pourrait être

interprété en terme d’oscillation sur une distance de 10 à 100 m [128]. Or l’oscillation des neutrinos standards à ces énergies du MeV requière une distance d’au moins 1 km. Cette anomalie des antineutrinos de réacteur ne peut s’expliquer en termes d’oscillation à nouveau que si $|\Delta m_{new}^2| \geq 1 \text{ eV}^2$, ce qui signerait l’existence d’un quatrième neutrino à l’échelle du eV, typiquement un neutrino stérile [129]. D’ailleurs, rappelons que les contraintes données par WMAP 7-an sur le nombre d’espèces de neutrinos et leur masse sont $N_{eff} = 4.34 \pm 0.88$ à 68% de c.l. et $\sum m_\nu \leq 0.6 \text{ eV}$ à 95% de c.l. [98]. Enfin certains auteurs suggèrent que ces neutrinos stériles à l’échelle du eV sont associés à ceux de la matière noire tiède (WDM) [130]. En effet, les limites obtenues par le CMB ne s’appliquent qu’aux neutrinos relativistes, et donc le nombre N_{eff} n’inclut pas les neutrinos stériles au keV devenus non relativistes avant l’égalité matière-rayonnement. Une recherche de neutrinos stériles a été menée dans les données IceCube IC40 en utilisant la dépendance zénithale des neutrinos atmosphériques, mais les systématiques sur le flux de neutrinos attendu sont encore trop importantes pour permettre de discriminer les modèles aujourd’hui, quoique la démarche semble prometteuse pour l’avenir [131].

1.3.3 La physique exotique

Cette dernière section concerne les axes de recherche plus exotiques auxquels a accès un télescope à neutrinos [132]. Le premier axe porte sur la recherche de monopôles magnétiques relativistes, et le lecteur pourra se référer au Chapitre 6 qui y est consacré. Le second axe concerne la recherche de nucléarites, que nous décrivons brièvement ici.

Les nucléarites, ou les strangelets, sont un état hypothétique de matière nucléaire stable, constituée de quarks u , d et s en quantité à peu près égale [133]. Leur nombre baryonique couvre une large gamme, et en général on distingue les strangelets, de nombre baryonique $A < 10^7$, des nucléarites soit de masse intermédiaire $A < 10^{22}$ soit de dimension macroscopique avec un nombre baryonique pouvant atteindre celui d’une étoile à neutron $A \sim 10^{57}$. Cette matière de quarks étranges est attendue être produite lors des phases chaudes de l’Univers primordial [134] ou pendant des processus astrophysiques très violents (collision d’étoiles à neutrons [135]), et pourrait donc être présente dans le rayonnement cosmique reçu sur Terre [136]. De plus ils représentent des candidats à la matière noire de l’Univers.

ANTARES peut être sensible aux nucléarites de masse intermédiaire. Cependant ces derniers sont attendus voyager à des vitesses de l’ordre de $\beta \sim 10^{-3}$, impliquant que la durée du signal dans un détecteur de la taille d’ANTARES est à peu près de 1 ms, à comparer avec celle d’un muon de 2.2 μs . Ainsi leur détection est audacieuse, mais possible. A de telles vitesses, comme seuls les nucléarites ayant une masse supérieure à 10^{22} GeV^{11} peuvent traverser la Terre, l’analyse qui est menée sur ANTARES se concentre sur les nucléarites descendants, pour des masses comprises entre 10^{13} GeV et 10^{18} GeV [137].

¹¹ La masse d’un nucléarite est supposée être de l’ordre de $mc^2 \sim 0.93 \text{ GeV} \cdot A$

Chapitre 2

ANTARES et les télescopes à neutrinos

2.1 Les méthodes de détection des neutrinos.....	27
2.2 Les télescopes à neutrinos.....	31
2.3 ANTARES.....	36
2.4 La calibration en temps.....	43

ANTARES, qui est l'acronyme de *Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*, est un télescope Cherenkov sous-marin dont le but est d'observer et d'étudier les neutrinos de haute énergie issus des objets les plus énergétiques de l'Univers introduits au chapitre précédent.

Après avoir rappelé le principe de détection d'un télescope à neutrinos, ainsi qu'introduit les nouvelles techniques de détection acoustique et radio, je dresserai un état des lieux des télescopes à neutrinos actuels et passés. Une attention particulière sera portée à la description du télescope ANTARES, avec un bilan des performances attendues. Enfin je détaillerai la calibration en temps du détecteur, procédure pour laquelle j'ai été fortement impliqué pendant les années charnières de la construction du détecteur, de 2006 à 2008. Je montrerai comment il est possible d'obtenir une précision de quelques nanosecondes sur le temps des hits, permettant d'atteindre une résolution de quelques dixièmes de degré sur la direction des neutrinos d'énergie supérieure à 10 TeV.

2.1 Les méthodes de détection des neutrinos

Nous décrivons ici le principe de détection d'un télescope à neutrinos basé sur l'effet Cherenkov, puis nous évoquerons brièvement les méthodes de détection dédiées aux très hautes énergies. Nous concluons sur un aperçu des sources de bruit de fond atmosphérique.

2.1.1 Le principe de détection

La détection des neutrinos de haute énergie est basée sur une méthode indirecte, celle de la détection Cherenkov des produits d'interaction du neutrino avec la matière, selon une idée initialement proposée par Markov [138]. En effet, lorsqu'un neutrino de saveur (ν_e, ν_μ ou ν_τ) interagit avec un nucléon par courant chargé, alors un lepton ($l = e, \mu$ ou τ) est produit selon la relation :

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad (2.1)$$

où N est le nucléon initial et X un produit d'interaction. Si le lepton produit se déplace plus vite que la lumière dans le milieu considéré, alors la particule émet un rayonnement dit Cherenkov, qui pourra être détecté. Ce rayonnement est émis le long du trajet de la particule, formant un cône d'angle fixe θ tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

où β est la vitesse de la particule et n l'indice de réfraction du milieu. Dans le cas de l'eau, $n=1.35$, d'où $\theta \approx 43^\circ$, et dans le cas de la glace, $n=1.32$, d'où $\theta \approx 41^\circ$. La détection de la particule se fait grâce à un réseau de photomultiplicateurs comme illustré sur la Figure 2.1, et la direction de la particule est reconstruite à partir des informations de temps et d'amplitude de la lumière provenant du cône Cherenkov. Des pertes radiatives interviennent aussi le long de la trajectoire du muon, ce qui génère des particules secondaires qui émettent également de la lumière Cherenkov. Ces photons supplémentaires permettent d'obtenir une mesure de l'énergie du muon.

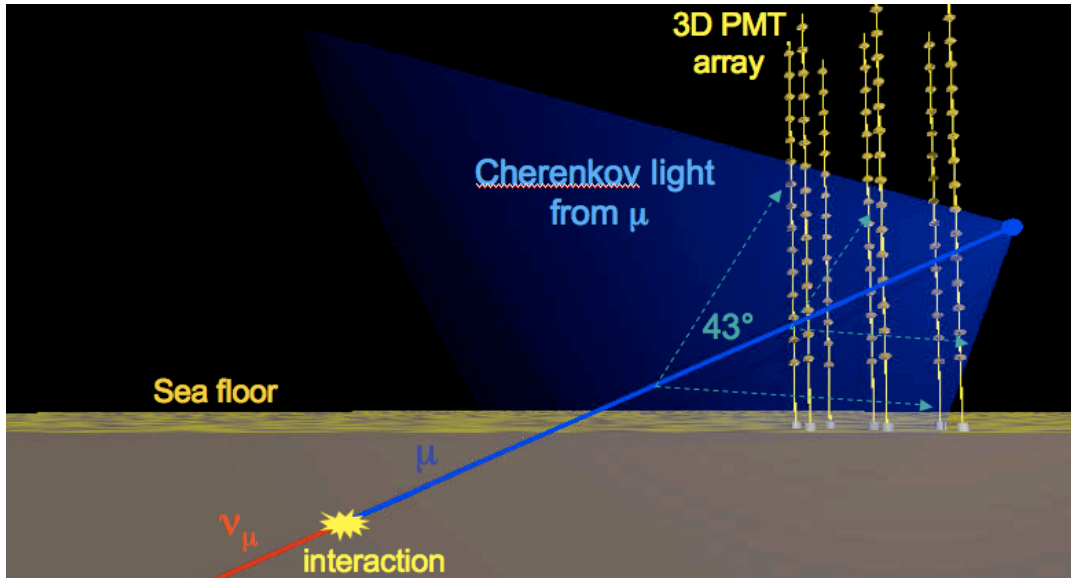


Figure 2.1

Principe de détection d'un télescope à neutrinos. Le neutrino muonique interagit dans l'environnement du détecteur et produit un muon dans une direction quasi colinéaire. Lors de sa propagation dans l'eau, le muon émet un rayonnement Cherenkov qui est détecté grâce à un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs.

La signature des neutrinos n'est toutefois pas la même selon la saveur du neutrino et donc selon la nature du lepton produit. Tandis que le muon pourra parcourir une distance de plusieurs kilomètres avant d'être absorbé, et dont la trace sera reconstruite grâce au cône Cherenkov comme illustré sur la Figure 2.2, l'électron et le tau auront une topologie différente. L'électron induit par un ν_e aura une très faible extension spatiale, avec la production d'une cascade hadronique qui sera associée à une cascade électromagnétique. La signature optique sera un front Cherenkov sphérique avec une intensité plus grande dans la direction avant. Il en sera de même pour le tau, à ceci près que pour des énergies supérieures à 1 PeV, le tau parcourra quelques dizaines de mètres entre les deux cascades, créant une topologie appelée *double bang* [139]. La précision sur la direction de la particule sera bien entendu dégradée dans le cas de la reconstruction de cascades.

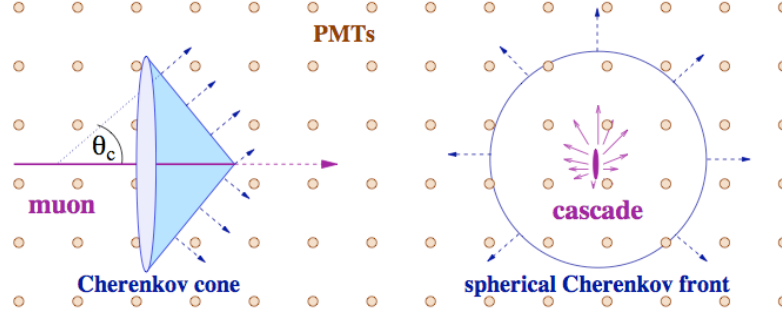


Figure 2.2

Mode de détection des neutrinos dans ANTARES selon la nature du lepton. Le muon issu d'un neutrino muonique sera reconstruit comme une trace (gauche), tandis qu'un neutrino électronique ou tauique donnera une cascade reconstruite comme un front sphérique.

Le taux de détection des leptons issus de l'interaction des neutrinos est donné par la convolution du flux de neutrinos attendus sur Terre dN_ν/dE_ν avec la probabilité de détection des neutrinos:

$$T(E_{\min}, \theta) = \int_{E_{\min}} P_{\nu \rightarrow l}(E_\nu, E_{\min}) P_{\text{trans}}(\theta, E_\nu) \frac{dN_\nu}{dE_\nu} dE_\nu \quad (2.3)$$

Le terme $P_{\text{trans}}(\theta, E_\nu)$ représente la probabilité que le neutrino d'énergie incidente E_ν ne soit pas absorbé par la Terre suite aux interactions par courant chargé ou par courant neutre, tandis que $P_{\nu \rightarrow l}(E_\nu, E_{\min})$ représente la probabilité que le neutrino interagisse avec un nucléon et produise un lepton d'énergie supérieure au seuil de détection, E_{\min} . Cette probabilité d'interaction peut s'écrire comme :

$$P_{\nu \rightarrow l} = N_A \int_{E_{\min}}^{E_\nu} dE_l \frac{d\sigma}{dE_l} R_l(E_l, E_{\min}) \quad (2.4)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, $d\sigma/dE_l$ la section efficace d'interaction et R_l le parcours du lepton produit. La section efficace d'interaction est déterminée à partir des distributions de partons. Dans le cas du muon, où seule l'interaction par courant chargé intervient, la section efficace croît comme $\sigma \propto E_\nu$ pour des énergies inférieures au TeV et comme $\sigma \propto E_\nu^{0.4}$ pour des énergies supérieures au PeV [140]. Pour la détermination de la distance R_l que parcourt le lepton, il faut tenir compte des différentes pertes d'énergie que peut subir le lepton. Ces pertes s'écrivent génériquement sous la forme [141]:

$$\left\langle \frac{dE_\mu}{dX} \right\rangle = -\alpha(E_\mu) - \beta(E_\mu)E_\mu \quad (2.5)$$

où le premier terme $\alpha = 2 \text{ MeV.g}^{-1}\text{cm}^2$ représente les pertes d'ionisation tandis que le second terme $\beta = 4 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2$ représente les pertes radiatives telles que le rayonnement de

freinage, la création de paires ou les interactions nucléaires. Les pertes radiatives commenceront à dominer à une énergie de ~ 500 GeV. Le parcours moyen du muon se déduit alors de :

$$R_\mu = \int_{E_{\min}}^{E_\mu} \frac{1}{\langle dE/dX \rangle} dX = \frac{1}{\beta} \log \frac{\alpha/\beta + E_\mu}{\alpha/\beta + E_{\min}} \quad (2.6)$$

Le muon parcourra une distance d'autant plus grande que son énergie sera élevée. Enfin, la probabilité qu'un neutrino soit absorbé par la Terre dépend de son parcours X et est donné par $1 - P_{trans}$, où :

$$P_{trans}(X) = e^{-\frac{X(\theta)}{\lambda}} \quad (2.7)$$

et le libre parcours moyen λ est défini tel que :

$$\lambda = \frac{1}{N_A \sigma_{tot}} \quad (2.8)$$

Le distance $X(\theta)$ du neutrino lors de son parcours au travers de la Terre peut être calculée en tenant compte des différentes couches de densité traversées [140]. A haute énergie, la Terre devient opaque aux neutrinos, avec une longueur d'interaction du neutrino de l'ordre du diamètre de la Terre pour des énergies supérieures à 70 TeV. En revanche, les neutrinos horizontaux traverseront peu de matière, et constitueront donc les candidats privilégiés des très hautes énergies.

2.1.2 La détection des neutrinos de très haute énergie

Outre la détection optique de l'effet Cherenkov, il est aussi possible de détecter les ondes radio ou acoustiques associées aux cascades électromagnétiques causées par un neutrino.

2.1.2.1 Détection radio

La cascade électromagnétique initiée par l'interaction d'un neutrino avec un nucléon dans un milieu comme la glace porte une charge électrique suffisante pour produire une onde radio Cherenkov, selon l'effet Askaryan [142]. Plus exactement, les positrons issus de la production de paires s'annihilent avec les électrons des atomes, conduisant à un excès de charge négative dans la cascade. Dans un milieu dense où la cascade est compacte, si la longueur d'onde est plus grande que la taille latérale de la gerbe (quelques cm), alors la cascade apparaît comme une charge électrique unique se déplaçant dans le milieu, émettant une onde cohérente. La technique de radio détection a cependant un seuil très élevé en énergie, typiquement de 10^{15} eV, mais s'affranchit par là même du bruit de fond atmosphérique. L'expérience RICE (Radio Ice Cherenkov Experiment) située au pôle sud (dans les mêmes trous que d'AMANDA, mais plus proche de la surface) est dédiée à la détection de neutrinos d'ultra haute énergie entre 10^{17} et 10^{20} eV. La limite obtenue à 95% c.l. est $E_\nu^2 \Phi_\nu < 0.5 \times 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour cette gamme d'énergie, pour dix ans de données [143]. Une seconde expérience sensible aux neutrinos cosmogéniques dans le domaine radio est le vol en ballon ANITA (Antarctic Impulsive Transient Antenna), sensible aux émissions Cherenkov entre 200 et 1200 MHz. Avec une vue instantanée de 1.5 million de km^3 de glace, ANITA pose également récemment une limite supérieure sur le flux de neutrino de $E_\nu^2 \Phi_\nu < 1.3 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour des énergies situées entre 10^{18} et $10^{23.5}$ eV [144].

Enfin notons que la radio détection des gerbes atmosphériques est aussi un nouvel outil d'observation pour les particules d'ultra haute énergie, qui permet, comme l'expérience LOFAR, d'atteindre un seuil en énergie pour les neutrinos de l'ordre 10^{22} eV [145].

2.1.2.2 Détection acoustique

Une méthode supplémentaire, proposée également par Askaryan, concerne la détection des signaux acoustiques des neutrinos [146]. Les pertes par ionisation des cascades induites par un neutrino d'ultra haute énergie chauffe le milieu environnant (eau ou glace) de façon

très localisé. Ce changement de température quasi instantané induit une expansion du milieu, qui forme une onde de pression. La superposition cohérente des ondes acoustiques conduit à une propagation selon un disque (appelé « pancake ») perpendiculaire à l'axe de la particule, et piqué sur la fréquence de 10 kHz. La majorité des détecteurs acoustiques sont des hydrophones, comme par exemple le détecteur AMADEUS [147] sur ANTARES. Le projet AMADEUS a été conçu pour tester la faisabilité d'un futur détecteur acoustique à grande échelle. Composé de six étages répartis sur deux lignes ANTARES déployées en 2007 et 2008, il comprend 34 hydrophones sensibles sur une plage de 1 à 50 kHz. Les mesures du bruit ambiant au fond de la Méditerranée sont optimistes pour la détection de neutrinos à partir d'une énergie de 10^{18} eV. IceCube comprend également des capteurs acoustiques qui forment le détecteur SPATS [148]. Formé de quatre lignes instrumentées de sept étages acoustiques déployées entre 2007 et 2008, SPATS est aussi un démonstrateur dont le but est de caractériser les propriétés acoustiques de la glace. Les limites obtenues par ce détecteur réduit ne sont pas encore compétitives, mais démontrent la faisabilité d'une telle technique.

L'avènement des futurs grands instruments offrira peut-être la possibilité de combiner différentes techniques de détection sur une même expérience. De tels détecteurs hybrides, regroupant la détection optique, radio et acoustique, offriraient des informations complémentaires précieuses pour une meilleure reconstruction des événements neutrinos.

2.1.3 Les muons et les neutrinos atmosphériques

Le bruit de fond physique principal d'un télescope à neutrinos est constitué des muons et des neutrinos atmosphériques. Ceux-ci sont produits lorsque les rayons cosmiques primaires interagissent avec la haute atmosphère, produisant une gerbe de particules. Dans le cas d'interaction hadronique mettant en jeu des protons par exemple, les particules secondaires produites sont des mésons, principalement des pions et kaons, et des muons. Les neutrinos issus de la désintégration des mésons secondaires représentent la principale source de neutrinos atmosphériques muoniques, avec une énergie de quelques GeV à 100 TeV. Le spectre en énergie de ce flux *conventionnel* de neutrinos atmosphériques est proche de $E^{-3.7}$, plus dur que le spectre des rayons cosmiques en $E^{-2.7}$, dû au fait que la probabilité que les pions et les kaons interagissent avant de se désintégrer (durée de vie $\sim 10^{-8}$ s) croît avec l'énergie.

A plus grande énergie, les neutrinos peuvent être issus de la désintégration de particules plus lourdes, typiquement des hadrons charmés ou beaux produits dans l'atmosphère. Comme la durée de vie de ces hadrons est de l'ordre de 10^{-12} s, ils se désintègrent avant d'avoir pu perdre une partie de leur énergie dans des collisions, et le spectre de ce flux de neutrinos atmosphériques *prompts* suit celui des rayons cosmiques primaires [149]. C'est la raison pour laquelle l'estimation de leur flux est importante dans l'estimation du bruit de fond des neutrinos astrophysiques. Le flux des neutrinos prompts devient dominant par rapport au flux des neutrinos conventionnels à partir d'une énergie de 100 PeV, mais les incertitudes sur les modèles et en particulier sur la normalisation du flux sont grandes, typiquement d'un ordre de grandeur.

Le bruit de fond provenant des muons atmosphériques est considérablement plus élevé que celui des neutrinos atmosphériques, d'un facteur un million. C'est pourquoi les télescopes à neutrinos utilisent la Terre comme filtre afin de ne sélectionner que les muons produits lors des interactions par courant chargé des neutrinos, c'est-à-dire ceux provenant du dessous du détecteur, les muons atmosphériques ne pouvant pas traverser la Terre (Figure 2.3). La discrimination entre muons et neutrinos atmosphériques repose ainsi essentiellement sur la direction de l'événement reconstruit, « montants » pour les neutrinos et « descendants » pour les muons.

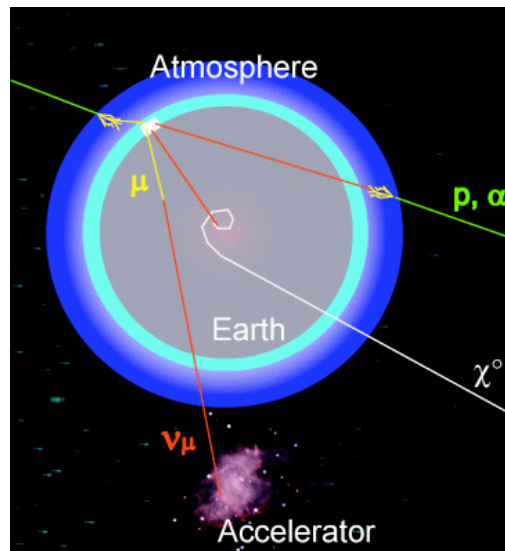


Figure 2.3

Un télescope à neutrinos détecte à la fois les neutrinos d'origine cosmique accélérés au sein des sources astrophysiques (Accelerator) et les neutrinos produits au niveau de l'atmosphère terrestre par les rayons cosmiques (p, α). Afin de s'affranchir du bruit de fond irréductible supplémentaire provenant des muons atmosphériques, ANTARES utilise la Terre comme filtre afin de ne sélectionner que les événements « montants », c'est-à-dire ceux provenant de l'hémisphère opposé.

2.2 Les télescopes à neutrinos

La très faible interaction des neutrinos avec la matière rend cependant difficile leur détection. Il est donc nécessaire de disposer de très grands volumes de détection, et la mer, les lacs ou la glace, constituent des milieux naturels idéaux, disponibles et peu onéreux.

2.2.1 DUMAND

Le projet pionnier de télescope à neutrinos est l'expérience DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detection) initiée en 1975 [150]. Le but était de déployer un télescope à neutrinos dans l'océan Pacifique au large d'Hawaii, à 4800 mètres de profondeur. DUMAND-I a déployé avec succès en 1987 une ligne prototype de sept détecteurs optiques suspendue à un bateau, démontrant la faisabilité technique et permettant de donner une mesure du flux des muons cosmiques à grande profondeur [151]. La suite du projet, dénommée DUMAND-II, ambitionnait de déployer 9 lignes de 24 détecteurs. En 1993 fut immergée une première ligne de photo-détecteurs et une boîte de jonction, avec un contrôle des paramètres environnementaux. Mais suite à un court-circuit probablement dû à une fuite dans un des connecteurs, les observations cessèrent après dix heures d'opération, ce qui poussa le DOE américain à annuler le financement du projet en 1995. DUMAND, malgré son échec, montra néanmoins la potentialité d'un télescope Cherenkov, et stimula de nombreux projets à voir le jour.

2.2.2 BAIKAL

Le second projet pionnier fut le télescope à neutrinos BAIKAL, déployé dans l'eau douce du Lac Baikal en Russie orientale. La première génération du télescope BAIKAL s'est amorcée avec le détecteur NT36 qui consistait en 36 modules optiques répartis sur trois lignes immergées à une profondeur de 1.1 km, et qui commença à prendre des données en 1993 [152]. En 1998, BAIKAL atteignit une taille de 192 modules optiques, sous la dénomination de NT200. Puis la configuration du détecteur bénéficia d'une extension en 2005, appelée NT200+, consistant en trois nouvelles lignes placées à 100 m de part et d'autre

du détecteur NT200, comme illustré sur la Figure 2.4, et permettant de gagner un facteur 4 sur la sensibilité des neutrinos de très haute énergie [153].

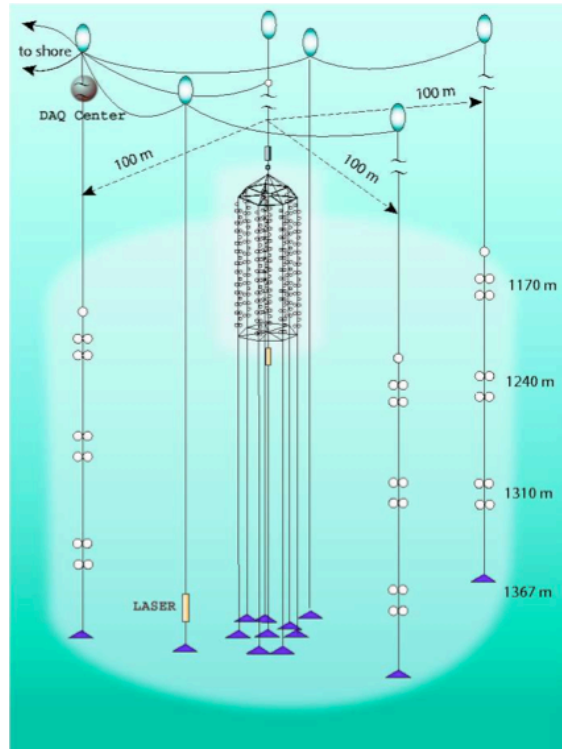


Figure 2.4

Schéma du télescope Baikal NT200+, qui inclut au centre la configuration NT200 et en périphérie trois longues lignes supplémentaires situées à 100 m du centre.

Un des résultats majeurs de BAIKAL NT200 concerne la limite obtenue sur le flux diffus de neutrinos. Avec 1038 jours équivalents de données entre 1998 et 2003, et avec l'hypothèse d'un flux en E^{-2} , la limite sur le flux est $E_\nu^2 \Phi_\nu < 2.9 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ à 90% de niveau de confiance, pour le domaine en énergie de 20 TeV à 20 PeV [83] (cf. Figure 1.9). Le détecteur BAIKAL a également un seuil en énergie très bas, typiquement de 10 GeV, lui permettant d'être performant pour la recherche de matière noire. La recherche indirecte de l'annihilation de WIMPs en provenance du centre de la Terre consiste à ne sélectionner que les muons verticaux montants, et de rechercher un excès par rapport au flux atmosphérique attendu. Pour des masses de neutralino supérieures à 100 GeV, la limite obtenue sur le flux de muons en provenance du centre de la Terre est $\Phi_{DM} < 3.7 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [154]. Enfin BAIKAL a posé des limites supérieures sur le flux de monopôles magnétiques, qui vaut $\Phi_{MM} < 4.6 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [155] pour des monopôles à une vitesse $\beta=1$.

Pour le futur, la collaboration BAIKAL a planifié de déployer un détecteur de l'ordre du Gigatonne, qui consisterait en 12 groupes de 8 lignes chacun, chaque ligne comprenant 24 modules optiques répartis sur une distance de 350 m. Le TDR (Technical Design Report) de ce projet de 2304 modules optiques devrait aboutir pour la fin 2011.

2.2.3 AMANDA et ICECUBE

Les détecteurs Cherenkov peuvent aussi se situer dans la glace, comme c'est le cas pour le télescope AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array). La glace a l'avantage de faciliter le déploiement des lignes, comme au Lac Baikal en hiver. La technique de déploiement consiste à forer la glace avec de l'eau pulvérisée à une température de 75°C. Un trou de 60 cm de diamètre sur une longueur de 2000 m est percé typiquement au bout de 3 jours et demi. Situé au pôle Sud, AMANDA a ainsi déployé ses quatre premières

lignes en 1993, entre 800 et 1000 m de profondeur (AMANDA-A) [156]. Cette étape a permis de caractériser les propriétés optiques de la glace, mettant en évidence une forte diffusion de la lumière (Cherenkov) due à la présence de bulles d'air dans la glace. La conclusion a été de placer les lignes plus profondément, ce qui fut réalisé avec AMANDA-B. Dix lignes, comprenant un total de 302 modules optiques, furent installées entre 1500 et 2000 m pendant les hivers 1995-96 et 1996-97 (AMANDA-B10). Puis AMANDA s'est enrichi de neuf lignes supplémentaires pendant les deux hivers suivants, menant à un total de 677 modules optiques (AMANDA-II). Le seuil en énergie d'AMANDA est typiquement de 50 GeV, et la résolution angulaire de l'ordre de 1.5 à 2.5° selon l'angle zénithal. AMANDA a fonctionné de 2000 à 2006, puis est devenu un sous ensemble du projet IceCube jusqu'en mai 2009.

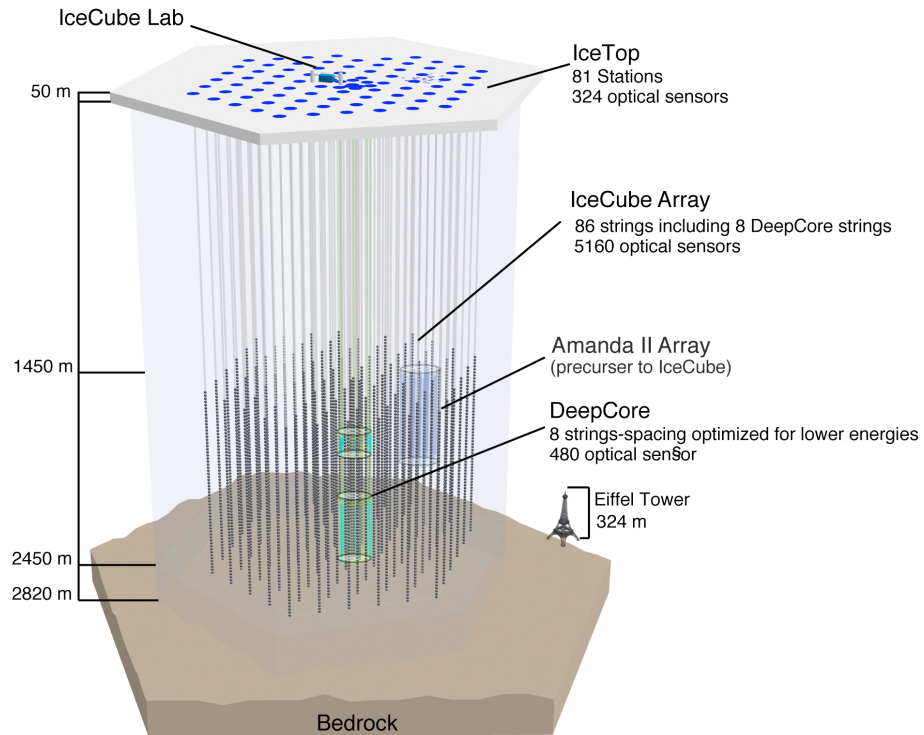


Figure 2.5

Vue d'artiste des détecteurs AMANDA et IceCube situés dans la glace au pôle Sud. IceCube comprend 86 lignes de détection de 60 modules optiques chacune. Il est complété du détecteur de surface IceTop sensible aux neutrinos de très haute énergie et du cœur dense DeepCore sensible aux basses énergies.

IceCube consiste en trois détecteurs, dont le principal est composé de 5160 modules optiques répartis sur 86 lignes de 60 modules optiques chacune. Chaque ligne verticale est déployée entre 1450 et 2450 m sous la glace, selon l'illustration donnée sur la Figure 2.5, couvrant un volume instrumenté de 1 km^3 . IceCube est principalement sensible au domaine d'énergie situé entre 100 GeV et 100 PeV [157]. Les lignes d'IceCube ont été déployées à partir de l'hiver 2004-05, IceCube atteignant sa taille définitive en 2011. Les différentes étapes de déploiement sont résumées dans le Tableau 2.1. En plus de la partie immergée dans la glace, la surface au-dessus d'IceCube est instrumentée sur un km^2 et est appelée IceTop [158]. Ce détecteur est dédié à la mesure des rayons cosmiques d'énergie entre 300 TeV et 1 EeV. Il permet de mesurer le spectre des rayons cosmiques mais aussi leur composition si l'étude est faite en association avec IceCube. IceTop est composé de deux réservoirs espacés de 10 m pour chaque ligne d'IceCube, les réservoirs comprenant deux modules optiques orientés vers le bas. Enfin la troisième partie d'IceCube concerne la détection de neutrinos de basse énergie, qui peuvent être identifiés dès 10 GeV avec DeepCore. Ce bas seuil en énergie

permet d'accroître la sensibilité d'IceCube pour la recherche de matière noire et d'ouvrir de nouvelles perspectives sur l'étude de l'oscillation des neutrinos. Cette extension d'IceCube est une partie instrumentée très dense, avec six lignes de 60 modules optiques placées au milieu de sept lignes centrales d'IceCube, avec un espacement interlignes de 72 m au lieu de 125 m pour IceCube [159]. DeepCore a été installé entre 2009 et 2010.

Tableau 2.1

Résumé des différentes phases de déploiement du détecteur IceCube.

Nombre de lignes	Saison de déploiement	Nombre de jours de données
1	2004-05	-
9	2005-06	137.4
22	2006-07	275.7
40	2007-08	375.5
59	2008-09	350.0
79	2009-10	en cours
86	2010-11	-

Les résultats d'AMANDA et d'IceCube sont nombreux, et nous ne donnerons ici qu'un aperçu des résultats récents d'IceCube avec la configuration à 40 lignes. La recherche de sources ponctuelles est évidemment un des sujets phares de l'astronomie neutrinos, et IceCube a mené de nombreuses études sur ce sujet. La méthode utilisée consiste à rechercher un excès d'événements localisé, statistiquement significatif par rapport au bruit de fond. Ces recherches peuvent être menées sur l'ensemble du ciel, ou sur un ensemble de sources défini *a priori*. Avec plus de 14 000 candidats neutrinos en 375 jours de données, IceCube n'a pas mis en évidence de signal neutrino en provenance de l'hémisphère nord, mais a permis de poser de nouvelles contraintes sur le flux de neutrinos dans le domaine d'énergie du TeV au PeV, avec une limite supérieure $E_\nu^2 \Phi_\nu < 2 - 200 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 90% de c.l. [160]. La même analyse a été menée sur les événements descendants afin de scanner l'hémisphère sud, mais les coupures nécessaires à la rejection du bruit de fond, principalement composé de muons atmosphériques, rendent la limite obtenue, $E_\nu^2 \Phi_\nu < 3 - 700 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, valable uniquement pour les neutrinos d'énergie supérieure au PeV. Enfin, l'étude des sources transitoires offre un potentiel intéressant, puisque la recherche temporelle permet de réduire davantage le bruit de fond. Par exemple IceCube analysa 117 GRBs pendant la période de configuration à 40 lignes, et permit non seulement d'abaisser les limites actuelles, mais surtout d'exclure à 90% de niveau de confiance les prédictions de flux de neutrinos menées dans le cadre du modèle du fireball [161], ce qui représente la première fois où IceCube contraint un modèle d'accélération dans les sources astrophysiques. En ce qui concerne la recherche de flux diffus, la limite obtenue en supposant un flux en E^{-2} est $E_\nu^2 \Phi_\nu < 8.9 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour des neutrinos d'énergie comprise entre 35 TeV et 7 PeV [162]. Enfin une recherche de neutrinos cosmogéniques s'est faite par optimisation du potentiel de découverte, où l'analyse en aveugle a consisté à utiliser 10% des données pour la comparaison avec le Monte Carlo et la validation de la réponse du détecteur. Le nombre d'événements observés est compatible avec le bruit de fond attendu, et la limite obtenue est $E_\nu^2 \Phi_\nu < 3.6 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [163], qui s'applique aux neutrinos d'énergie entre 2.10^6 et 6.10^9 GeV.

Tous ces résultats, obtenus avec une demi-taille de détecteur (40/86 lignes), n'ont pas encore permis l'observation de neutrinos extra-terrestres. Cependant la sensibilité du détecteur commence à chatouiller les prédictions de flux attendu. L'opportunité d'une découverte est probablement à la portée de ces télescopes de nouvelle génération, dont le pendant européen est le projet KM3NeT.

2.2.4 KM3NeT

Le détecteur IceCube a ainsi atteint sa taille définitive de 1 km^3 cette année, avec un champ de recherche principalement axé sur le ciel de l'hémisphère nord, étant situé au pôle sud. Or le Centre Galactique, probable siège de nombreux phénomènes intenses, n'est visible que de l'hémisphère nord. C'est pourquoi quelques projets ont vu le jour en Méditerranée, avec comme objectif final la construction d'un détecteur de la taille de quelques km^3 , concurrent et complémentaire à la fois à IceCube, comme illustré sur la Figure 2.6.

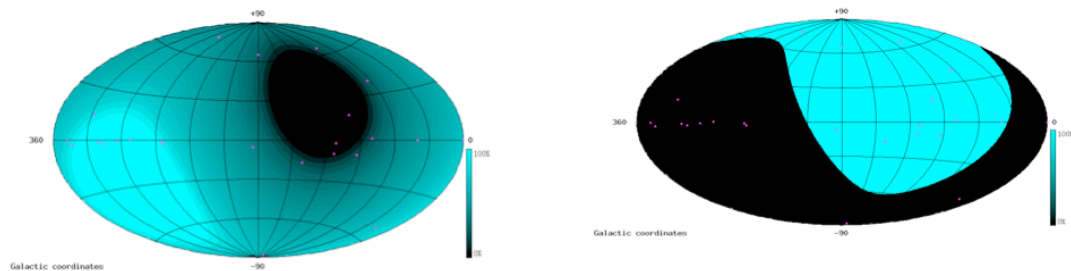


Figure 2.6

Champ de vue en coordonnées galactiques d'un télescope situé en Méditerranée (gauche) ou au pôle Sud (droite). Les zones noires ne sont jamais observées, tandis que les zones claires représentent la fraction du temps observable. Le recouvrement entre les deux voutes célestes est de $\pi/2 \text{ sr}$.

En Méditerranée, trois projets ont germé, dont deux qui sont restés à une phase de faisabilité, les détecteurs NESTOR et NEMO. Le projet NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research) avait pour ambition de déployer un détecteur au large de Pylos en Grèce, à une profondeur moyenne de 4000 m. L'élément de base de NESTOR est une tour de douze étages composés chacun de six bras en forme d'étoile, avec deux modules optiques à l'extrémité de chaque bras. Une tour test a été déployée en 2003, permettant d'acquérir des données pendant un mois [164]. Mais aujourd'hui ce projet participe essentiellement à la caractérisation de sites potentiels et à la validation des technologies sous-marines pour le futur observatoire européen KM3NeT, tout comme le projet italien NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory). Pour ce dernier, la configuration des lignes est plutôt orientée vers une structure de seize étages en forme de barres perpendiculaires les unes aux autres une fois déployée. Des tests ont été effectués au large de la Capo Passero en Sicile à 2000 m de profondeur (NEMO Phase I) puis à 3500 m de profondeur (NEMO Phase II) [165]. Le troisième projet méditerranéen est le télescope ANTARES, il sera détaillé au paragraphe 2.3.

Ces trois projets prennent part de façon active à la préparation de KM3NeT. Cette infrastructure sous-marine comprendra un détecteur d'un volume d'au moins 1 km^3 et une plateforme multidisciplinaire pour les sciences de la mer. Ce projet est inclus dans la feuille de route de l'ESFRI (European Strategy Forum on Research Infrastructures), et un Conceptual Design Report (CDR) [166] et un Technical Design Report (TDR) [167] ont été élaborés et approuvés respectivement en 2008 et 2010. Une phase préparatoire également financée par l'Europe est en cours, dont l'objectif est d'établir une convergence politique et scientifique sur les questions stratégiques et financières.

Au cours de ces dernières années j'ai participé aux phases du Design Study et du Preparatory Phase de KM3NeT, avec une implication forte dans la rédaction du CDR.

2.3 ANTARES

Dans cette partie est exposée une description du télescope ANTARES, le plus grand projet sous-marin actuel. Un accent particulier sera porté sur la géométrie du télescope, les étapes de construction et les performances attendues.

2.3.1 Description d'ANTARES

Initié en 1996, cette collaboration regroupe aujourd'hui plus de 150 physiciens et ingénieurs provenant d'une vingtaine d'instituts européens. ANTARES est situé en Méditerranée à 40 km au large de Toulon, comme illustré sur la Figure 2.7, et immergé à une profondeur de 2500 mètres. De nombreux tests ont été menés de 1997 à 2002 afin de déterminer le site idéal en terme stratégique (proximité des infrastructures côtières, facilité de sous-traitance des bateaux et des robots sous-marins) et scientifique (caractéristiques des propriétés optiques de l'eau, profondeur du détecteur vis-à-vis des muons atmosphériques). Parallèlement, des années d'effort ont permis de définir la géométrie du détecteur ainsi que les technologies associées, comme la structure mécanique, la lecture des données ou encore leur transmission jusqu'à terre. Ces technologies ont été testées grâce à des lignes prototypes connectées sur site en 2003. Puis la construction du détecteur a débuté, la première ligne a été connectée en mars 2006 et la dernière en mai 2008.

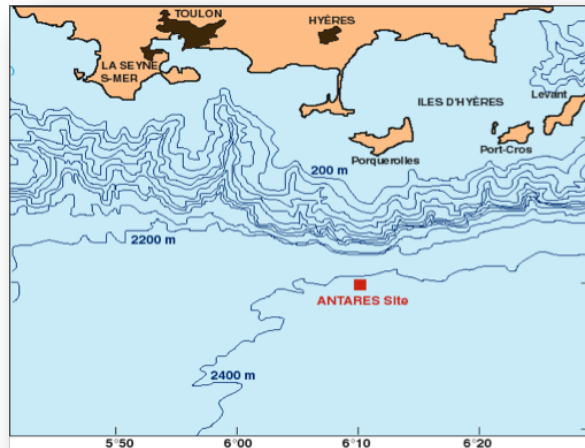


Figure 2.7

Situation géographique du site ANTARES en mer Méditerranée, à 20 km au sud de l'île de Porquerolles. Les lignes de niveau sont indiquées à titre indicatif.

2.3.1.1 Géométrie du détecteur

Le télescope ANTARES est composé de douze lignes de détection de 400 m de hauteur dont la base est ancrée sur le fond marin tandis qu'une bouée fixée en haut des lignes permet de les maintenir verticales. Les lignes sont équipées de 25 étages de trois modules optiques chacun, formant un réseau tridimensionnel de près de 900 photomultiplicateurs (PMT). Chaque pied de ligne est connecté à une boîte de jonction (BJ), elle-même reliée à la station à terre de La Seyne-sur-Mer par un câble électro-optique de 42 km de long, schématisé sur la Figure 2.8. Cette liaison assure non seulement l'alimentation électrique de l'ensemble du détecteur mais aussi la transmission des données en temps réel vers la terre.

Chaque module optique (OM) est ainsi équipé d'un photomultiplicateur de 10 pouces (Hamamatsu R7081-20), d'une cage en μ -métal pour la protection contre le champ magnétique terrestre, et d'une Led interne utile pour la calibration [168]. Les OM doivent résister aux grandes profondeurs et sont donc qualifiés pour résister à une pression de 260 bars. Toute l'électronique d'acquisition est contenue dans des conteneurs en titane appelés

LCM (Local Control Module). La lecture des signaux sera décrite plus en détail dans la section 2.4, tandis que la transmission et le traitement des données seront explicités dans le Chapitre 4.

Les lignes se décomposent en cinq secteurs, chaque secteur regroupant un ensemble de cinq étages adjacents, dont un est maître, le MLCM (Master Local Control Module). Chaque ligne inclut également quatre balises optiques (LOB) placées aux étages 2, 9, 15 et 21¹², ainsi que des hydrophones utilisés pour le positionnement acoustique.

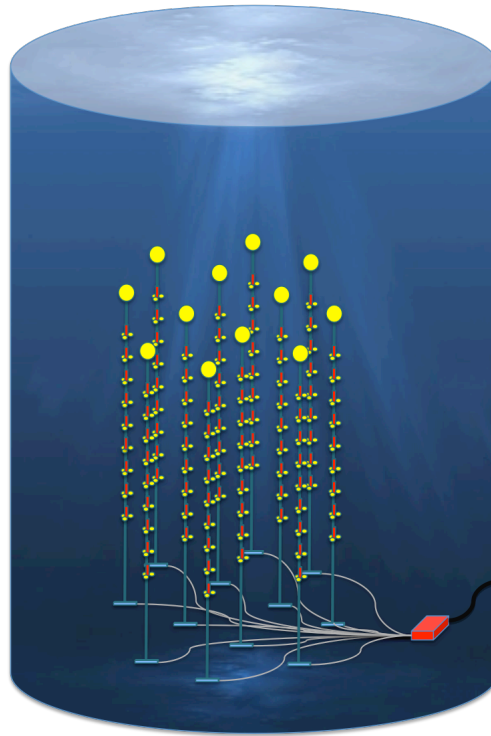


Figure 2.8

Vue d'artiste du télescope sous-marin ANTARES situé au large de Toulon. ANTARES est composé de douze lignes de détection ancrées à 2500 m de profondeur et tenues verticalement par des flotteurs. Chaque ligne est connectée à une boîte de jonction, elle-même reliée à terre par un câble électro-optique de 42 km de long. L'espacement entre les étages est de 14,5 m, tandis que les lignes sont distantes de 60 m entre elles.

2.3.1.2 La construction du détecteur

La construction du détecteur s'est faite en plusieurs étapes. D'abord les éléments du détecteur sont assemblés par type, comme l'électronique en Italie, les modules optiques à Saclay ou les LOB en Espagne. Puis les deux centres de montage, le CPPM et le CEA Saclay, reçoivent tous les éléments de la ligne afin de terminer l'assemblage. Il s'agit de câbler les fibres optiques entre chaque étage, de tester toutes les connections, puis de calibrer les PMTs en salle noire tout en vérifiant le bon fonctionnement de chaque composant. Typiquement un secteur est assemblé et testé en une semaine, soit une ligne complète en cinq semaines. Après le transport à La Seyne-sur-Mer, la ligne est embarquée sur un bateau, le Castor, à l'aide d'une palette (Figure 2.9), puis immergée et déposée par un câble grand fond à moins de 3 m de sa position prédéfinie. Les opérations de connexion ont lieu en un deuxième temps, en général à l'aide du R.O.V. (Remote Operation Vehicle) Victor. Les phases de connexion d'ANTARES sont résumées dans le Tableau 2.2.

¹² Les étages sont numérotés de bas en haut.



Figure 2.9

Photo de la ligne 1 d'ANTARES juste avant son immersion en mer. La ligne est composée de 25 étages de trois modules optiques chacun, et d'une bouée fixée à une de ses extrémités. Le tout est posé sur une plateforme afin de faciliter le transport de la ligne sur le bateau. **Crédit** : L. Fabre/CEA, 2006

Tableau 2.2

Résumé des différentes phases de connexion du détecteur ANTARES, pour les lignes de détection et les lignes instrumentales dont une description sera donnée dans le §3.1.

Lignes de détection	Date de connexion	Fin de l'opération
Démonstrateur	11/1999	07/2000
Boite de Jonction	12/2002	-
PSL	03/2003	07/2003
Lignes 1, 2	03/2006	
Lignes 3, 4, 5	12/2006	
Lignes 6, 7, 8, 9, 10	12/2007	
Lignes 11, 12	05/2008	
Lignes instrumentales	Date de connexion	Fin de l'opération
MIL	03/2003	05/2003
MILOM	04/2005	04/2007
IL07	12/2007	11/2010
Boite de Jonction Secondaire	10/2010	

2.3.2 Outils de simulation

Nous introduisons maintenant les outils de simulations utilisés par la collaboration ANTARES, et qui seront utiles d'une part pour la suite du chapitre, mais également pour la suite du manuscrit.

2.3.2.1 Les neutrinos atmosphériques ou cosmiques

La simulation des muons induits par les neutrinos atmosphériques ou cosmiques qui ont interagissent dans l'environnement du détecteur est assurée par le programme GENHEN développé pour ANTARES [169]. Les événements sont générés isotropiquement, selon un spectre en $E^{-1.4}$ afin de satisfaire une statistique homogène sur toute la gamme en énergie. Ils peuvent être pondérés selon différents modèles de flux atmosphérique, tel que celui de Bartol

[170], Fluka [171] ou Honda (HKKM) [172], représentés sur la Figure 2.10. En plus de ce flux conventionnel de neutrinos (cf. §2.1.3), il est possible de rajouter la contribution des neutrinos prompts issus des mésons charmés, qui dominent le flux aux énergies au-dessus de 10^5 GeV, selon les trois prédictions suivantes [173]: QGSM (Quark-Gluon String Model), RQPM (Recombination Quark Parton Model) ou pQCD (Perturbative QCD), et qui sont illustrées sur la Figure 2.10. En général dans ANTARES est considéré le flux de Bartol combiné au modèle RQPM, afin d'être le plus conservatif possible dans la contribution des neutrinos atmosphériques au bruit de fond.

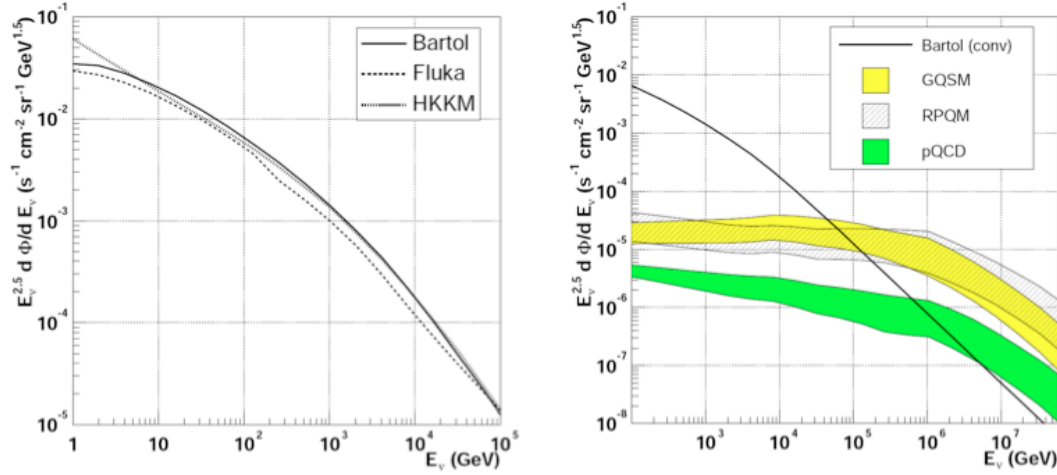


Figure 2.10

Spectre des neutrinos atmosphériques conventionnels selon le modèle de Bartol [170], Fluka [171] et Honda [172] pour les énergies jusqu'à 10^5 GeV (gauche), et spectre des neutrinos atmosphériques prompts, selon les paramétrisations QGSM, RQPM et pQCD (droite).

Comme le flux de neutrinos est pondérable, on peut également choisir une paramétrisation qui décrit un flux de neutrinos cosmiques. Un exemple est la paramétrisation proposée par [174] pour quelques sources galactiques, où le spectre est de la forme :

$$\phi(E) = k_\nu E^{-\Gamma_\nu} e^{-\sqrt{\frac{E}{\varepsilon_\nu}}} \quad (2.9)$$

avec k_ν , Γ_ν et ε_ν qui sont respectivement le facteur de normalisation, l'indice spectral du neutrino et l'énergie de coupure. Pour la source galactique RX J1713.7-3946 traitée dans le Chapitre 4, ces paramètres valent $\Gamma_\nu = 1.72$ et $\varepsilon_\nu = 1.35$ TeV.

La propagation des muons dans l'eau est alors réalisée par le programme MUSIC [175] qui tient compte des pertes d'énergie, et propage les muons jusqu'au volume de génération appelé la *canette*. Ce volume cylindrique de génération excède le volume instrumenté d'une distance transverse de 2.5 longueurs d'absorption ($\lambda_{\text{abs}} \sim 55$ m). A l'intérieur de la canette, le code KM3 [176] simule la lumière émise par les muons ainsi que la réponse du détecteur.

2.3.2.2 Les muons atmosphériques

En ce qui concerne la simulation des muons atmosphériques, la collaboration ANTARES utilise deux méthodes différentes. La première approche, CORSIKA, consiste en la simulation des muons initiés par l'interaction des rayons cosmiques dans la haute atmosphère jusqu'à leur propagation dans le volume du détecteur, tandis que la seconde, MUPAGE, consiste en une paramétrisation du flux de muons.

Le programme CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KAscade, [177]) est une simulation détaillée des gerbes de particules engendrées par les rayons cosmiques de haute énergie. Les particules primaires considérées sont les protons et les noyaux de He, CNO, Mg-Si et du Fe, générés selon un flux en E^{-2} . La description des interactions hadroniques en

général considérée dans ANTARES est celle du modèle QGSJET.01 [178], bien qu'il y ait d'autres descriptions, comme SIBYLL [179]. La propagation des muons dans l'eau et la simulation des photons Cherenkov est identique à la description donnée plus haut pour les neutrinos atmosphériques. Enfin les événements muons peuvent être pondérés selon différentes paramétrisations du spectre des primaires, et nous citerons ici la paramétrisation de Hörandel [180] utilisée pour l'étude des sursaut gamma (cf. Chapitre 5) et des monopôles magnétiques (cf. Chapitre 6) et le modèle NSU [181] utilisé dans l'étude du flux des muons atmosphériques sous le niveau de la mer (cf. §2.3.3.1).

Le deuxième générateur Monte Carlo pour les muons atmosphérique est le programme MUPAGE (MUon GEnerator from PARametric formulas, [182]). Les formules paramétriques de MUPAGE permettent de calculer le flux et la distribution angulaire des muons, prenant en compte des paramètres tels que la multiplicité et la composition des primaires. Cette simulation est beaucoup plus rapide que CORSIKA, et, comme nous le verrons par la suite, est en meilleur accord avec les données. Cette simulation a été utilisée pour les études de trigger présentées au Chapitre 4.

2.3.3 Quelques résultats obtenus

Maintenant que nous avons introduit les outils de simulation, nous présentons quelques résultats choisis issus des premières données du détecteur ANTARES.

2.3.3.1 Les muons atmosphériques

Bien que les muons atmosphériques soient un bruit de fond pour un télescope à neutrinos, leur étude permet de vérifier certaines propriétés du détecteur. Cependant, comme le détecteur est optimisé pour les traces ascendantes avec des modules optiques orientés vers le bas, la lumière Cherenkov émise par les muons descendants couvre principalement une région non sensible et mal connue des modules optiques. L'analyse qui est présentée ici a été menée avec les données 2007 quand ANTARES était composé de 5 lignes [183]. Sur un total de 90 jours effectifs, 10^7 muons atmosphériques ont été collectés. Ils ont été reconstruits selon l'algorithme BBFit décrit au §4.3.1.3, menant à une résolution angulaire de $0.7^\circ \pm 0.15^\circ$.

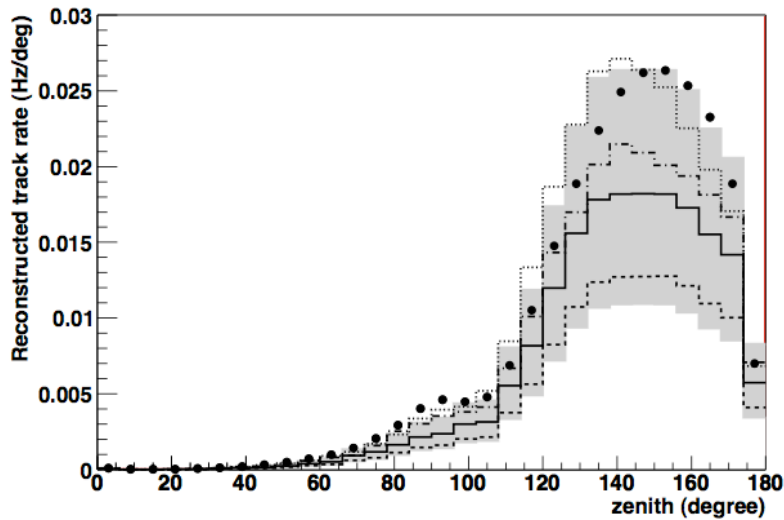


Figure 2.11

Distribution de l'angle zénithal des événements reconstruits à partir des données de 2007 (points) et à partir de diverses simulations de muons atmosphériques, incluant la simulation MUPAGE (trait pointillé), la simulation CORSIKA+QGSJET selon un spectre des primaires issu du modèle NSU (trait plein), CORSIKA+QGSJET selon Hörandel (trait tiret) et CORSIKA+SIBYLL selon NSU (trait point-tiret). La bande grise indique les incertitudes systématiques par rapport au trait plein. Seules les traces reconstruites sur au moins six étages sont considérées ici.

La distribution de l'angle zénithal des événements reconstruits est reportée sur la Figure 2.11 pour les données, et comparée aux simulations. La partie grisée sur la figure correspond aux incertitudes systématiques évaluées à partir des simulations. Ces incertitudes proviennent de la mesure de la longueur d'absorption dans l'eau ($\pm 10\%$) qui induit une variation de $\pm 20\%$ sur la normalisation du flux, de l'acceptance des photons sur la photocathode ($\pm 30\%$ pour des particules descendantes) conduisant à $\pm 30\%$ sur la normalisation du flux, et de la surface effective des photomultiplicateurs ($\pm 10\%$) résultant en une incertitude de $\pm 20\%$. L'incertitude totale est de l'ordre de $\pm 40\%$.

La conclusion de cette étude est que les données ANTARES 2007 sont compatibles avec les différentes simulations aux incertitudes systématiques près, et ne permettent donc pas de départager les différentes modélisations. Néanmoins nous notons que la simulation MUPAGE fournit le meilleur accord.

Enfin ces données peuvent être utilisées pour obtenir la relation entre l'intensité du flux des muons atmosphériques et la profondeur. En effet la distance effective parcourue par les muons est $h' = h/\cos\theta$, où h est la profondeur et θ la direction du muon. L'intensité du flux de muons en fonction de la profondeur effective s'écrit alors comme :

$$I(\theta = 0, h') = I(\theta, h) |\cos\theta| c_{corr}(\theta) \quad (2.10)$$

où $c_{corr}(\theta)$ est un facteur de correction géométrique prenant en compte la courbure de la Terre, tandis que l'intensité du flux $I(\theta, h)$ est calculée à partir de la distribution angulaire des traces reconstruites, ainsi que de paramètres issus du Monte Carlo, selon la relation :

$$I(\theta = 0, h) = \frac{N(\theta, h) \mu(\theta, h)}{A_{eff}(\theta) T \Delta\Omega(\theta)} \quad (2.11)$$

La quantité $N(\theta, h)$ est le nombre de traces reconstruites dans un bin angulaire autour de $\cos(\theta)$, $\mu(\theta, h)$ est la multiplicité moyenne des muons estimée entre 1.1 et 1.3 d'après la simulation MUPAGE, $A_{eff}(\theta)$ la surface effective pour les muons à un angle θ calculée également à partir du Monte Carlo, T la durée de données et $\Delta\Omega(\theta)$ l'angle solide du bin considéré en $\cos(\theta)$. Le résultat de l'intensité du flux en fonction de la profondeur effective est montré sur la Figure 2.12, en comparaison des autres mesures mondiales issues des télescopes à neutrinos. Les résultats obtenus avec une autre méthode à bas seuil en énergie sont également montrés, méthode basée sur les signaux détectés en coïncidence sur des étages voisins [190].

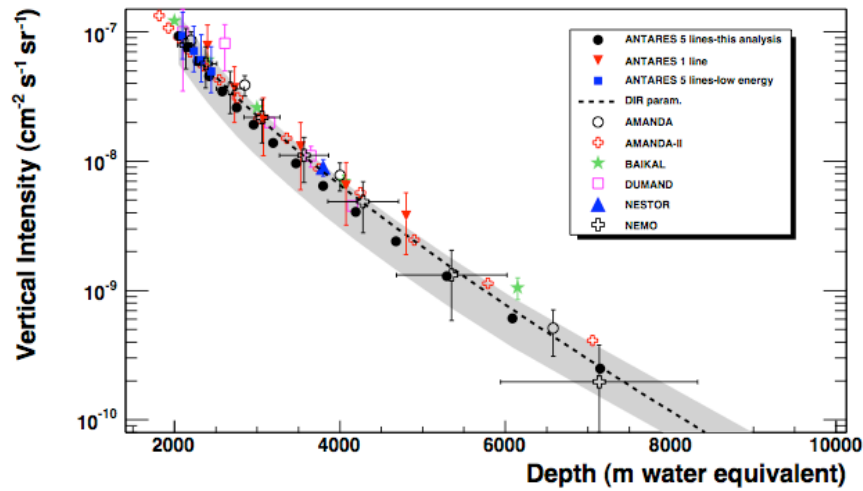


Figure 2.12

Flux vertical de muons atmosphériques obtenu avec les données 5 lignes d'ANTARES, comparé aux mesures des autres télescopes à neutrinos : AMANDA [184], AMANDA-II [185], Baikal [186], DUMAND [187], NESTOR [188] et NEMO [189].

En conclusion ces résultats sont en relativement bon accord avec les mesures antérieures ainsi qu’avec les prédictions théoriques aux incertitudes près. Nous pouvons noter aussi que les systématiques principales proviennent de la description de la dépendance angulaire de l’efficacité des modules optiques, des modèles théoriques utilisés pour décrire la composition du spectre primaire des rayons cosmiques et des modèles décrivant les interactions hadroniques dans le développement des gerbes. Néanmoins, le nombre de muons mesurés par ANTARES, bien que compatible, demeure supérieur au nombre prédit par les modèles hadroniques QGSJET ou SIBYLL. A ce sujet, rappelons qu’à ultra haute énergie, les modèles hadroniques sont également mis en difficulté pour reproduire le flux de muons atmosphériques, ainsi que le montrent les observations faites par Auger par exemple (facteur 1.5 pour une composition en protons, et un facteur 1.2 pour une composition en noyaux de Fer) [191].

2.3.3.2 Recherche de sources ponctuelles de neutrinos

Comme nous l’avons vu dans la partie §1.2, de nombreuses sources astrophysiques sont potentiellement les accélérateurs des rayons cosmiques, qui peuvent être accompagnés d’une production de neutrinos. C’est pourquoi la recherche de neutrinos en provenance de ces sources est une analyse phare qui a été menée dès les premières données d’ANTARES. Une première analyse a bénéficié des données 2007 et 2008 [192], cumulant 304 jours effectifs, puis cette étude a été étendue jusqu’aux données 2010 [193], totalisant 813 jours effectifs.

L’analyse est optimisée selon le potentiel de découverte (cf. Annexe A) et menée en aveugle, c’est-à-dire avec des sélections optimisées sur les simulations. Seuls les événements reconstruits montants sont conservés pour l’analyse et des coupures de qualité sont appliquées, menant à la sélection de 3058 événements neutrinos. Deux approches sont considérées ; la première est basée sur la recherche d’un excès d’événements n’importe où dans le ciel, tandis que la seconde examine la corrélation avec un ensemble de 51 sources présélectionnées, observées en gamma au TeV par les télescopes de type IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) tels que HESS et par FERMI-LAT. La Figure 2.13 montre la direction de chaque trace sélectionnée (en bleu) ainsi que la position des 51 sources présélectionnées (en rouge), en coordonnées galactiques.

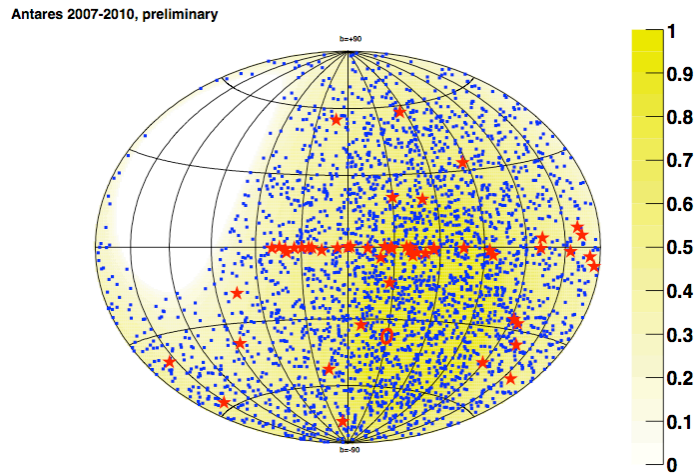


Figure 2.13

Carte du ciel en coordonnées galactiques. L’échelle graduée jaune indique la visibilité d’ANTARES pour chaque région du ciel (blanc :0%-jaune :100%). Les 3058 candidats neutrinos sont indiqués en points bleus, tandis que les 51 sources astrophysiques présélectionnées sont marquées par une étoile rouge.

La méthode de recherche, basée sur le test du rapport des likelihood, ne montre pas d’excès d’événements avec l’une ou l’autre approche. L’excès le plus significatif dans la

recherche de sources sur l'ensemble du ciel est obtenu pour les coordonnées d'ascension droite $\alpha = -46.5^\circ$ et de déclinaison $\delta = -65.0^\circ$, indiquée sur la Figure 2.13 par une ellipse rouge. La p-value de cet événement est 0.023, correspondant à une détection à 2.2σ , c'est-à-dire compatible avec le bruit de fond. Parmi les candidats présélectionnés, la source la plus significative est la source HESS J1023-575 [194][195], coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746 [196]. Ce signal est également compatible avec les fluctuations du bruit de fond (post-trial p-value=0.41). Les limites sur le flux de neutrinos avec un spectre en E^{-2} sont données sur la Figure 2.14, améliorant d'un facteur 2.5 les limites précédemment publiées par ANTARES [192].

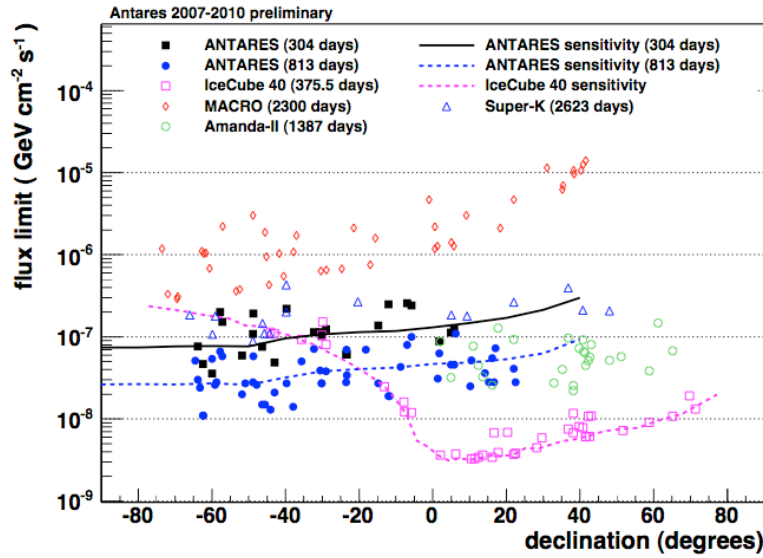


Figure 2.14

Limite supérieure à 90% de C.L. au flux de neutrinos en provenance des 51 sources astrophysiques présélectionnées, en supposant un spectre en E^{-2} (points bleus) et sensibilité correspondante (trait bleu). Ces résultats sont comparés à ceux d'AMANDA-II, de MACRO, de Super-K et d'IceCube.

Par ces deux exemples nous avons montré que, bien qu'ANTARES soit un démonstrateur de la faisabilité de l'astronomie neutrinos sous-marine, ce télescope commence à obtenir des résultats intéressants sur la recherche de sources de neutrinos cosmiques. Nous montrerons également d'autres exemples d'analyse dans le Chapitre 5 et le Chapitre 6. Auparavant nous allons décrire les procédures de calibration en temps effectuées sur ANTARES, permettant d'atteindre une résolution angulaire théorique de 0.2° pour des énergies supérieures à 10 TeV, résolution dominée par les algorithmes de reconstruction. A plus basse énergie, la résolution angulaire du télescope est dominée par la cinématique de l'interaction.

2.4 La calibration en temps

Une des caractéristiques principales d'un télescope à neutrinos est la précision angulaire obtenue sur la direction de la trace du muon reconstruit. Dans le cas d'ANTARES, la résolution angulaire dépend de la position spatiale des modules optiques et de leur résolution temporelle. La localisation des modules optiques dans l'espace est réalisée grâce à un système de positionnement acoustique basé sur une triangulation, dont le principe et la mise en œuvre ne seront pas exposés ici mais qui sont bien décrits dans [197], tandis que la précision temporelle est contrôlée par deux systèmes de calibration indépendants. Dans ce dernier volet est exposée la calibration en temps effectuée en salle noire au CPPM, qui avait en charge, en commun avec le Service de Physique des Particules du CEA Saclay, la moitié des lignes d'ANTARES. Puis la comparaison avec la calibration faite *in situ*, qui est

effectuée à la fois grâce à un système de balises optiques (Led Optical Beacon) et à la fois grâce aux propriétés du ^{40}K , est discutée. La description de l'ensemble de la calibration en temps du détecteur ANTARES a donné lieu à une publication à laquelle j'ai participé en tant que co-rédacteur [198].

Afin d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre de quelques dixième de degré sur la direction des muons reconstruits, la précision sur le temps d'arrivée des hits sur les photomultiplicateurs est requise à quelques nanosecondes près.

2.4.1 Calibration en salle noire

Les lignes étalonnées au CPPM sont les lignes 1, 2, 4, 6, 8, 10 et 12, ainsi que les lignes PSL et MILOM. Les procédures de calibration en temps réalisées en salle noire au CPPM incluent non seulement la détermination des décalages en temps induits par l'ensemble des éléments du détecteur, mais aussi de nombreux contrôles sur le bon fonctionnement de chaque élément du détecteur. Après avoir décrit le principe de la mesure, nous détaillerons le calcul du temps d'un hit avec la description du convertisseur temps-tension utilisé par ANTARES. Puis nous conclurons sur la mesure des décalages temporels réalisés en salle noire avant immersion des lignes.

2.4.1.1 Description du setup

Le but de la calibration en temps est de fournir avant déploiement des lignes les décalages en temps induits par les photomultiplicateurs et l'électronique de lecture associée, afin de synchroniser les temps d'arrivée des photons détectés. A cette fin, un protocole a été mis en place au CPPM, où chaque ligne est testée dans une salle noire dédiée, secteur par secteur. Les 15 modules optiques de chaque secteur (composé de 5 étages consécutifs) sont posés face vers le bas sur des conteneurs au fond desquels est connectée une fibre optique et un diffuseur lambertien permettant d'éclairer uniformément toute la surface de la photocathode du PMT. Un laser vert Nd:YAG ($\lambda=532\text{ nm}$) est réglé pour envoyer des impulsions lumineuses à une fréquence de 1 kHz, qui sont relayées à travers un réseau de 16 fibres optiques, 15 dédiées aux modules optiques et une dédiée à la Led Beacon du secteur. La comparaison des temps des hits sur chaque module optique est réalisée grâce à une photodiode indépendante de la ligne utilisée comme référence en temps, selon l'illustration donnée sur la Figure 2.15. La correction des différences en temps tiendra compte des différences de temps de transit des photomultiplicateurs, des temps induits par l'électronique de lecture et enfin des temps de parcours du signal le long des fibres optiques de la ligne.

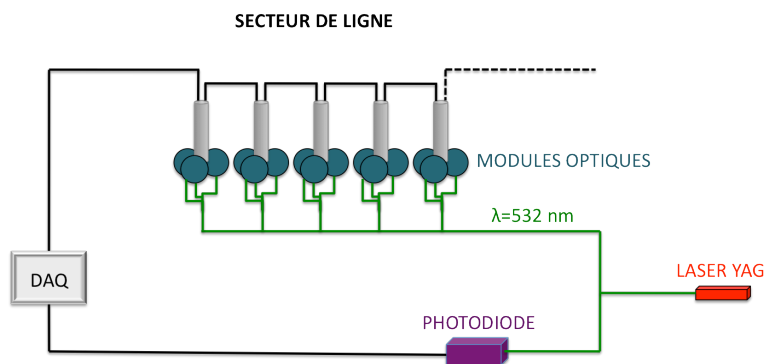


Figure 2.15

Schéma de principe de la calibration en temps en salle noire au CPPM. Le laser Nd:YAG envoie des impulsions lumineuses à une fréquence de 1 kHz sur les 15 modules optiques d'un secteur composé de 5 étages. La référence en temps de chaque impulsion est donnée par une photodiode indépendante de la ligne. Les temps des hits lus par les cartes d'acquisition à l'intérieur de chaque étage devront être corrigés du temps de propagation du signal dans les fibres optiques entre l'acquisition générale (DAQ) et les étages.

2.4.1.2 Le temps d'un hit

Le temps de transit d'un photomultiplicateur est la durée entre la détection d'un photon sur la photocathode du PMT et la production d'un signal analogique sur l'anode. Ce signal est alors lu par deux cartes ARS (Analog Ring Sampler) qui fonctionnent en relai. La carte ARS est de façon simplifiée un comparateur, qui définira un *hit* dès que l'amplitude du signal sera supérieure à un seuil (typiquement 0.3 photoélectron). En mode SPE (Single Photo Electron) seule l'information du temps du hit et de sa charge est conservée.

Le temps d'un hit est principalement défini par deux variables, le TimeStamp (TS) et le TVC. Le TS, codé sur 24 bits, est l'incrémentation du nombre de coups d'une horloge cadencée à 20 MHz (une par ARS) doublée en fréquence. Afin d'obtenir une précision meilleure que la nanoseconde, un convertisseur temps-tension (TVC) fournit une tension proportionnelle au temps écoulé entre deux coups d'horloge espacés de 50 ns, comme l'illustre la Figure 2.16. Les TVC sont codés sur 8 bits, permettant d'atteindre une résolution temporelle idéale de $50 \text{ ns} / 255 / \sqrt{12} \approx 0.06 \text{ ns}$. En pratique deux rampes sont utilisées en alternance afin d'éviter les effets de bord dus à la durée de réinitialisation de la rampe TVC.

Les compteurs TS internes à chaque ARS sont remis à zéro toutes les 419.4304 ms ($2^{24} \times 25 \text{ ns}$) par un Reset TimeStamp (RTS) commun à tout le détecteur, et un registre tient à jour le comptage des RTS. Ce dernier compteur est remis à zéro à chaque début de *run* à l'aide d'un signal d'horloge synchronisé sur un GPS (dont la précision absolue est de l'ordre de 100 ns par rapport au temps UTC). Afin de faciliter la transmission des données à terre, tous les hits sont regroupés par paquets appelés *timeslice*, dont la durée vaut typiquement 13.1072 ms ($2^{19} \times 25 \text{ ns}$) ou 104.8576 ms ($2^{22} \times 25 \text{ ns}$). La transmission et le filtrage des données seront décrits plus en détail dans la section §4.1, et retenons seulement que le temps d'un hit pour les études menées ici est parfaitement caractérisé par ses valeurs de TS et de TVC, le TS n'étant jamais remis à zéro à l'intérieur d'une *timeslice*.

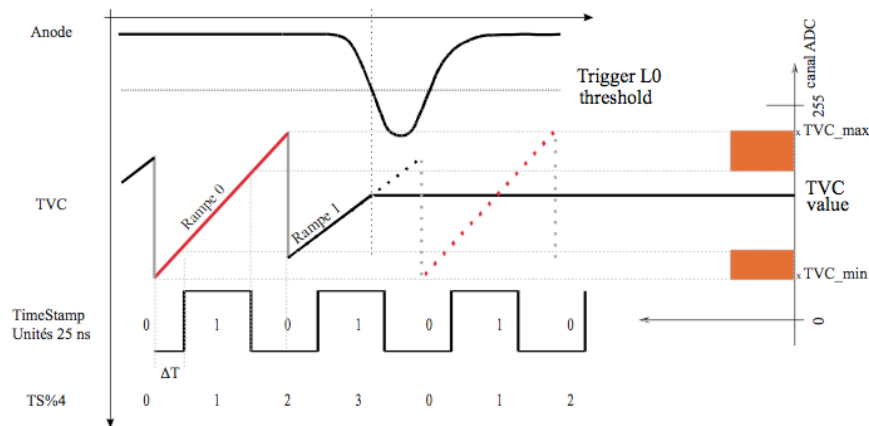


Figure 2.16

Illustration du principe de détermination du temps d'un hit. Dès que le signal engendré par l'anode du photomultiplicateur dépasse un seuil prédéfini, le TimeStamp est enregistré et la valeur de la rampe TVC est lue.

2.4.1.3 Le convertisseur temps-tension TVC

La première étape pour le calcul du temps d'un hit est de déterminer la dynamique utile des rampes TVC, qui ne couvre pas la totalité des 256 canaux. Une marge d'une trentaine de canaux à chaque extrémité des TVC est allouée afin de s'affranchir de possibles variations de tension. Les premier (TVC_{\min}) et dernier (TVC_{\max}) canaux de la gamme TVC utile sont définis dès que le nombre d'entrée dudit canal est au moins égal à 10% du taux moyen d'occupation des canaux. Le temps d'un hit est alors défini comme :

$$t = 25 \text{ ns} \times TS + 50 \text{ ns} \times \frac{TVC - TVC_{\min}}{TVC_{\max} - TVC_{\min}} + t_0 \quad (2.12)$$

où t_0 est le décalage intrinsèque entre chaque ARS et le système d'acquisition à terre, correspondant au décalage de l'initialisation de l'horloge.

Les études menées pendant la phase de calibration en salle noire incluent une prise de données dite de bruit de fond, pendant laquelle aucune source lumineuse n'est envoyée aux PMT. Cette acquisition dédiée permet d'une part d'évaluer le niveau de bruit de fond pour chaque PMT, et d'autre part de déterminer la plage utile des deux TVC des six ARS de chaque étage, puisqu'on s'attend à ce que les hits soient distribués aléatoirement en TVC. Un exemple d'histogramme d'un TVC est montré sur la Figure 2.17. La distribution des TVC n'est pas plate comme attendue pour un échantillonnage uniforme, mais présente des peignes, avec certains canaux surpeuplés et d'autres dépeuplés : cet effet est dû à une non linéarité différentielle (DNL). Cependant il apparaît peu probable que cette non linéarité soit due à une inégalité de la largeur des canaux TVC, mais plutôt une conséquence de la fréquence de l'horloge utilisée pour la numérisation du signal [199]. Typiquement ce phénomène se produirait lors des comparaisons dichotomiques successives faites pour déterminer la valeur du TVC, et au cours d'une desquelles une erreur interviendrait, expliquant les pics observés vers les valeurs 63, 96, 192, ... Ce risque d'erreur serait corrélé avec la fréquence de l'horloge de lecture des ARS (25 MHz) qui ne laisserait pas assez de temps au processus de comparaison de faire son travail. Néanmoins, en moyenne, les effets se compensent en ce qui concerne la résolution en temps, et affecteront surtout l'étalonnage en charge. Les valeurs minimales et maximales des TVC sont donc extraites des histogrammes afin d'être utilisées pour le calcul du temps des hits. Elles sont d'autre part stockées dans la base de données Oracle d'ANTARES pour toutes les mesures futures de temps. Ces valeurs, pour être acceptables, doivent être comprises entre 10 et 80 pour TVC_{\min} , et entre 180 et 240 pour TVC_{\max} . La précision sur le temps issu des TVC est typiquement de $50 \text{ ns}/150/\sqrt{12} \approx 0.1 \text{ ns}$, à laquelle s'ajoute une dégradation due aux DNL.

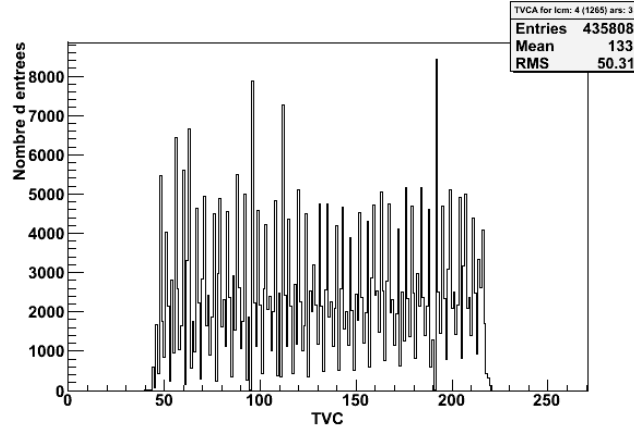


Figure 2.17

Histogramme d'un des douze TVC du LCM 1265 (ligne 8, étage 4) obtenu lors de la calibration en salle noire au CPPM.

2.4.1.4 Mesures des offsets et erreurs associées

Un des points cruciaux de la calibration en temps du détecteur est de fournir avant l'immersion des lignes les décalages temporels inhérents à chaque ARS, afin que la reconstruction des événements *in situ* soit déjà opérationnelle. La première cause de retard entre ARS provient du décalage issu de la longueur des fibres optiques le long de la ligne, qui induit un retard de l'horloge. En effet, à chaque début d'acquisition, l'horloge principale du détecteur envoie un signal (synchronisé sur un GPS) à toutes les horloges des étages, qui remettent à zéro leur compteur, de façon décalée en fonction de la longueur de fibre. Une

mesure de ce décalage est simplement donnée par le demi-temps aller-retour que mets le signal entre le système d'acquisition à terre et chaque étage.

La seconde origine du décalage temporel provient de la réponse des modules optiques. En pratique on ne s'intéressera qu'aux différences relatives en temps, qui sont déterminées à l'aide du dispositif expérimental décrit plus haut. Ainsi, à chaque impulsion laser dont la référence en temps est donnée par la photodiode, on détermine la distribution des temps des hits sur chaque ARS, dont un exemple est donné sur la Figure 2.18, selon :

$$\Delta t_{ARS_i} = (t_{ARS_i} - t_{fibre}) - t_{ref} \quad (2.13)$$

où t_{ARS} est le temps lu par l'ARS et t_{ref} le temps lu par la photodiode de référence. Le terme correctif t_{fibre} représente le retard entre le laser et les conteneurs sur lesquels sont posés les modules optiques dans la salle noire.

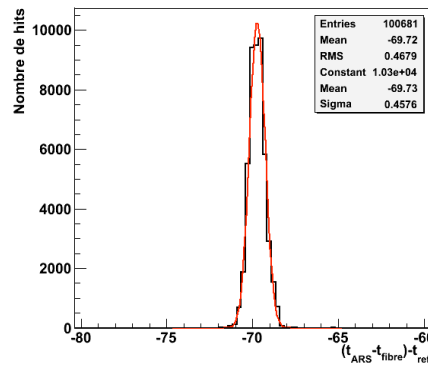


Figure 2.18

Distribution des différences en temps entre le temps du hit lu par un ARSi et le temps du hit lu par la photodiode de référence, où les hits sont générés par un laser à une fréquence de 1 kHz. La distribution est ajustée par une gaussienne, dont la moyenne est le T_0 de l'ARS.

Ces distributions sont ajustées par une gaussienne dont la valeur moyenne représente le décalage temporel de chaque ARS et dont la largeur symbolise la résolution temporelle de l'électronique, typiquement de 0.5 ns. En effet, ces mesures sont effectuées avec une forte intensité lumineuse, permettant de s'affranchir de la dispersion du temps de transit du PMT. Les décalages en temps pour chaque ARS sont alors exprimés arbitrairement en fonction de l'ARS 0 du premier étage de la ligne, où $T_0^{ARS_i} = \langle \Delta t_{ARS_0} \rangle - \langle \Delta t_{ARS_i} \rangle$. Ces temps sont illustrés à titre d'exemple pour la ligne 8 sur la Figure 2.19. Les décalages corrigés sont typiquement de quelques nanosecondes, et proviennent principalement du câblage entre les OM et l'électronique d'acquisition ainsi que des différences de temps de transit des PMT. Ces temps sont ensuite stockés dans la base de données ANTARES afin d'être utilisés dès la connexion des lignes.

2.4.2 Calibration in situ

Les décalages en temps de chaque module optique sont également mesurés *in situ* après le déploiement et la connexion des lignes. Ces mesures sont réalisées d'une part grâce aux balises optiques installées sur chaque ligne de détection, et d'autre part grâce aux propriétés du potassium 40, radioactif et présent dans l'eau de mer.

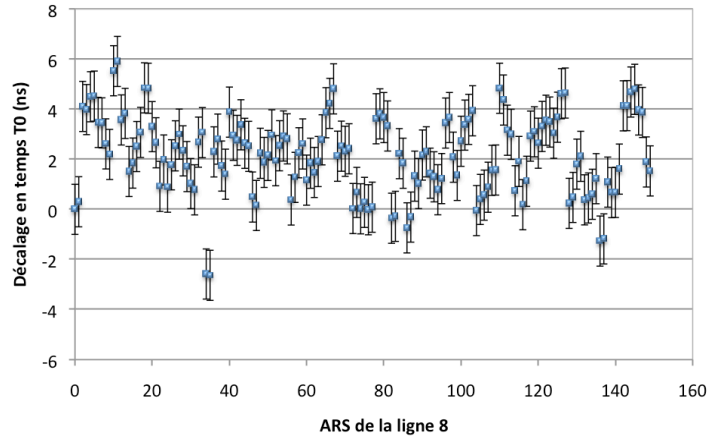


Figure 2.19

Seuls les décalages relatifs interviennent dans la correction des temps des hits. Ainsi les valeurs moyennes de T_0 obtenues pour chaque ARS sont soustraites de celle du premier ARS de la ligne, qui est utilisé comme référence de la ligne.

2.4.2.1 Les balises optiques

Les balises optiques comprennent deux systèmes complémentaires, des balises laser et des LED Optical Beacons (LOB) [200]. Les balises laser situées au pied des lignes 7 et 8 sont des lasers Nd :YAG émettant dans le vert à $\lambda=532$ nm. Elles ont pour but d'intercaler en temps les différentes lignes du détecteur. Les balises LED sont quant à elles distribuées relativement uniformément le long des lignes (étages 2, 9, 15 et 21) et émettent dans le bleu à une longueur d'onde de $\lambda=470$ nm, avec une intensité maximale de 160 pJ ($4 \cdot 10^8$ photons par impulsion lumineuse) et une largeur FWHM de 4 ns. Elles ont pour rôle d'étalonner en temps les modules optiques situés sur les étages supérieurs de la même ligne. Les LOB sont composées de six faces de six diodes électroluminescentes (LED) chacune, comme montré sur la Figure 2.20. Chaque LOB contient également un photomultiplicateur de 8 mm de diamètre destiné à donner le temps précis de l'émission des flashes de lumière, indépendamment du signal de déclenchement. La fréquence d'émission des LED est typiquement de quelques Hz.

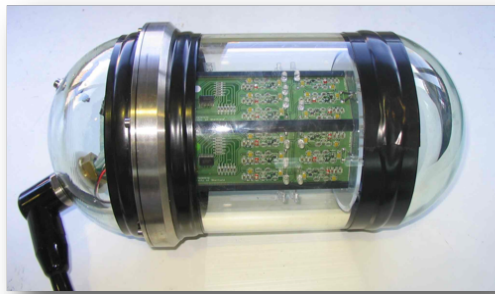


Figure 2.20

Photo d'une balise optique LOB composée de six faces de six diodes électroluminescentes (LED) chacune.

Ce système de calibration a pour but de remesurer les décalages en temps des modules optiques in situ, en particulier suite à une modification des hautes tensions des PMT. La mesure des T_0 est obtenue selon le même principe qu'en salle noire, en calculant la valeur moyenne des résidus :

$$\Delta t_{ARS_i} = t_{ARS_i} - t_{LED} - \frac{d(LED,ARS)}{c_{eau}} \quad (2.14)$$

où t_{ARS} et t_{LED} sont respectivement les temps mesuré par les ARS et le PMT de la LOB, corrigés des T_0 mesurés en salle noire, et $d(LED,ARS)$ la distance entre l'étage illuminé et la LOB. En pratique, les sept étages situés au-dessus de chaque LOB sont ainsi calibrés, excepté le premier étage immédiatement supérieur à l'étage contenant la LOB, qui reçoit trop de lumière¹³. Les distributions obtenues, comme l'exemple donné Figure 2.21 à gauche, sont légèrement asymétriques dus aux retards liés à la diffusion des photons, effet qui sera d'autant plus grand que les modules optiques seront éloignés de la LOB. Les résidus temporels sont ainsi extraits à partir d'un ajustement réalisé uniquement sur la partie gauche de la distribution. D'autre part, comme le montre la Figure 2.21 à droite, les résidus temporels augmentent avec la distance entre la LOB et les étages illuminés. Cet effet provient du fait que le temps de référence donné par le photomultiplicateur de la LOB est issu des premiers photons émis par les LED. Les étages proches détecteront de façon privilégiée ces premiers photons émis, tandis que les étages éloignés détecteront principalement les photons issus d'une distribution représentative de la largeur du signal [201]. Les déviations par rapport à ce dernier ajustement représentent les corrections appliquées aux décalages en temps T_0 . A peu près 15% des ARS nécessitent une correction de plus de 1 ns par rapport aux calibrations effectuées en salle noire. Enfin la résolution moyenne en temps obtenue par cette méthode est de l'ordre de 0.3 ns par ARS, qui valide la contribution de l'électronique de tout le détecteur. En effet, étant donné la forte intensité lumineuse émise par les LOB, ni la dispersion du temps de transit des PMT, ni les incertitudes optiques n'interviennent dans les largeurs de distributions mesurées.

2.4.2.2 Les coïncidences du potassium 40

Une méthode alternative pour vérifier les décalages en temps des modules optiques dans l'eau consiste à utiliser une des propriétés du potassium 40 (^{40}K). Le ^{40}K présent dans l'eau de mer est radioactif β , émettant des électrons d'énergie supérieur au seuil Cherenkov (voir une description plus complète au §3.2.2). Lorsque cette désintégration intervient à proximité d'un étage, alors un signal en coïncidence peut être observé sur les différents modules optiques de cet étage [202].

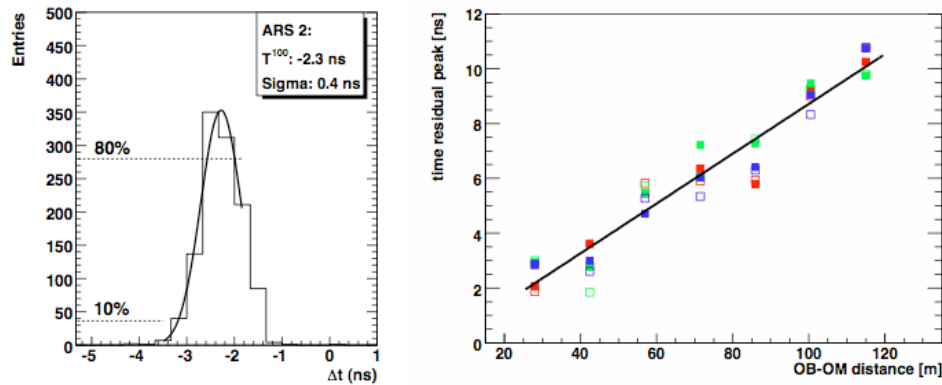


Figure 2.21

A gauche : Exemple de la distribution des résidus temporels entre un ARS et une balise optique LOB. La procédure d'ajustement est effectuée sur la partie gauche de la distribution, afin de ne prendre en compte que les photons directs. A droite : Ajustement linéaire sur les résidus temporels obtenus précédemment, en fonction de la distance entre les étages illuminés et la LOB, pour les six ARS de chaque étage.

¹³ Ceci implique que les trois premiers étages de chaque ligne ne peuvent pas être calibrés avec le système de balises optiques LOB.

La Figure 2.22 montre un exemple de la distribution des différences des temps des hits lus par deux modules optiques d'un même étage. Le pic correspond aux désintégrations du ^{40}K détectées en coïncidence sur les deux modules optiques, tandis que le continuum est dû aux coïncidences fortuites (bioluminescence + ^{40}K). Le pic est ajusté par une gaussienne, dont la position et la largeur permettent de vérifier la précision des mesures de temps données en salle noire et par le système de balises optiques. L'intégrale sous la gaussienne fournit une indication du taux de coïncidences dues au ^{40}K , mesuré de l'ordre de 15 Hz, en accord avec les simulations [203].

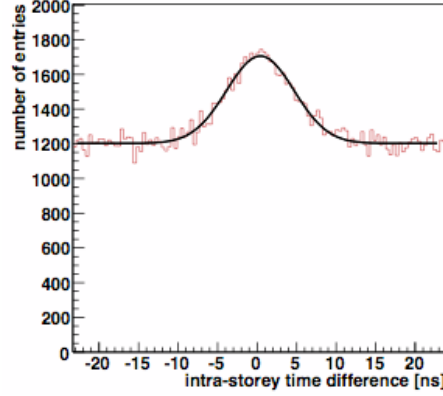


Figure 2.22

Distribution des différences des temps des hits lus par une paire de modules optiques du même étage. Le pic est dû aux désintégrations du ^{40}K détectés en coïncidence par les deux modules optiques, tandis que le continuum provient des coïncidences fortuites.

2.4.3 Conclusions

La procédure de calibration en salle noire constitue une mesure préliminaire des décalages en temps du détecteur. Après déploiement, deux systèmes complémentaires fournissent une vérification voire une correction de ces mesures nécessaire pour la reconstruction de traces de muons. Mais un des paramètres fondamentaux demeure la précision sur ces mesures.

La précision de mesure des temps d'arrivée des photons sur les modules optiques inclut quatre contributions : la dispersion des photons dans l'eau σ_{eau} , la dispersion liée au temps de transit du PMT σ_{TTS} , la résolution intrinsèque au système de calibration σ_{calib} et enfin une contribution constante liée à l'électronique de lecture σ_{elec} . La résolution temporelle d'un module optique σ_{OM} s'exprime donc comme :

$$\sigma_{OM}^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{calib}^2}{N_{pe}} + \frac{\sigma_{eau}^2}{N_\gamma} + \sigma_{elec}^2 \quad (2.15)$$

où N_{pe} est le nombre de photoélectrons. L'effet de la dispersion chromatique et de la diffusion des photons dans l'eau est de l'ordre de $\sigma_{eau} \sim 1.5 \text{ ns}$ pour une longueur d'atténuation typique de 40 m. Les autres termes sont dominés par la dispersion sur le temps de transit du PMT, qui est de l'ordre de $\sigma_{TTS} \sim 1.3 \text{ ns}$ [204]. Ces termes peuvent néanmoins être déterminés à l'aide d'une étude menée avec différentes intensités lumineuses. L'estimation de la contribution de l'électronique est obtenue lorsque la source lumineuse est très intense, c'est-à-dire quand $(\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{calib}^2)/N_{pe} \rightarrow 0$, typiquement lors des calibrations en salle noire ou lors des runs effectués à l'aide des LOB, tandis que le terme $\sqrt{\sigma_{PMT}^2 + \sigma_{calib}^2}$ est déduit avec une intensité de l'ordre de 1 pe. On obtient les valeurs de $\sigma_{elec} \sim 0.35 \text{ ns}$ et $\sqrt{\sigma_{PMT}^2 + \sigma_{calib}^2} \sim 1.45 \text{ ns}$ [205], qui correspondent bien aux valeurs attendues. En conclusion, la précision sur le temps est de l'ordre de 2 ns par photoélectron, permettant d'atteindre théoriquement une résolution angulaire de 0.2° sur la reconstruction des neutrinos.

Chapitre 3

La bioluminescence

3.1 Les lignes instrumentées	53
3.2 Les observables de bioluminescence	55
3.3 Interprétations de l'origine de la bioluminescence	61
3.4 Vers un véritable observatoire sous-marin.....	68

La bioluminescence est par définition l'émission de lumière produite par des organismes vivants. Dans un environnement obscur tel que les eaux profondes de Méditerranée où est immergé le télescope à neutrinos ANTARES, la bioluminescence représente une source lumineuse parasite. A l'origine étudiée comme bruit de fond pour le détecteur ANTARES, la bioluminescence est devenue le sujet d'étude qui stimula les collaborations entre disciplines, faisant d'ANTARES un véritable observatoire sous-marin.

Ce chapitre récapitule toutes les analyses que j'ai menées sur la bioluminescence depuis mon arrivée en post-doc en 2003. Je débiterai ce chapitre par une description des premières lignes instrumentées, qui permirent d'amorcer les premières collaborations multidisciplinaires par l'implantation de nombreuses sondes. Je définirai ensuite la bioluminescence telle qu'observée par les photomultiplicateurs d'ANTARES, en explicitant les composantes continue et impulsionnelle. La bioluminescence sur ANTARES présente par moment des périodes de forte activité biologique, et j'exposerai pour la première fois l'interprétation des données 2005-2006 en terme de connexion entre phénomènes hydrologiques et biologiques. Cette étude initiale encouragea une collaboration avec des membres extérieurs à la collaboration, et permit d'enrichir notre compréhension des données 2008-2010 en établissant le lien entre les phénomènes de circulation d'eaux profondes et les observations de bioluminescence (publication en cours de soumission). Enfin ma contribution au fil des ans a évolué, et dans le but de favoriser la visibilité des sciences associées et de promouvoir les plates-formes pluridisciplinaires associant la physique des hautes énergies et les sciences de la mer, je me suis impliqué dans quelques projets. Ces projets (AAMIS et ALBATROSS) permettent de poser les briques d'un futur observatoire « sans fil » qui s'inscrirait dans un vaste projet Méditerranéen comme KM3NeT.

3.1 Les lignes instrumentées

Entre le moment où le projet ANTARES a été initié en 1996, et les premières lignes prototypes, de nombreuses études ont été menées afin de définir et de caractériser le site définitif. Ces évaluations de site ont inclus des études de bioluminescence (Tests de type 1), des études de salissure d'origine biologique (Tests de type 2), et des mesures concernant les propriétés optiques de l'eau de mer (Tests de type 3). Tous ces tests ont été effectués grâce à des lignes de mouillage autonomes. Puis il y eut les premières lignes connectées à la Boîte de Jonction d'ANTARES, lignes qui étaient à la fois prototypes et instrumentées. Ce sont elles qui permirent les observations décrites dans ce chapitre.

3.1.1 Les lignes prototypes PSL et MIL

La première ligne prototype (PSL) issue de la conception finale du détecteur ANTARES était une ligne raccourcie composée de cinq étages, caractéristiques d'un secteur entier d'une ligne standard ANTARES. Le but était donc de tester et de valider les choix technologiques dans un environnement final, en y incluant notamment les procédures de déploiement en mer, les procédures de positionnement acoustique et de calibration en temps in situ, les taux de comptage et de sélection de données, ainsi que divers autres tests complémentaires. Cette ligne incluait en outre une sonde de vitesse du son ainsi qu'une sonde de Conductivité-Température-Pression (CTD) située sur le quatrième étage, en plus des modules acoustiques émetteur et récepteurs et de la balise optique LOB [206].

Une seconde ligne prototype a été conçue à la même période, dédiée par nature à l'instrumentation associée. La Mini Instrumentation Line (MIL, [207]) ne comprenait que deux étages, mais avec une multitude d'instruments : une balise laser, un module RxTx de positionnement acoustique et une sonde de pression en pied de ligne ; une balise optique LOB, une sonde de Conductivité-Température-Pression (CTD), un transmissiomètre et un module Rx de positionnement acoustique sur le premier étage ; et enfin un courantomètre à effet Doppler (ADCP) et une sonde de vitesse du son sur le dernier étage. Le rôle initial de cette ligne instrumentée, et des générations futures qui suivront, était de fournir un outil capable de caractériser et de contrôler les propriétés de l'environnement marin utiles au fonctionnement du détecteur ANTARES et à sa prise de données.

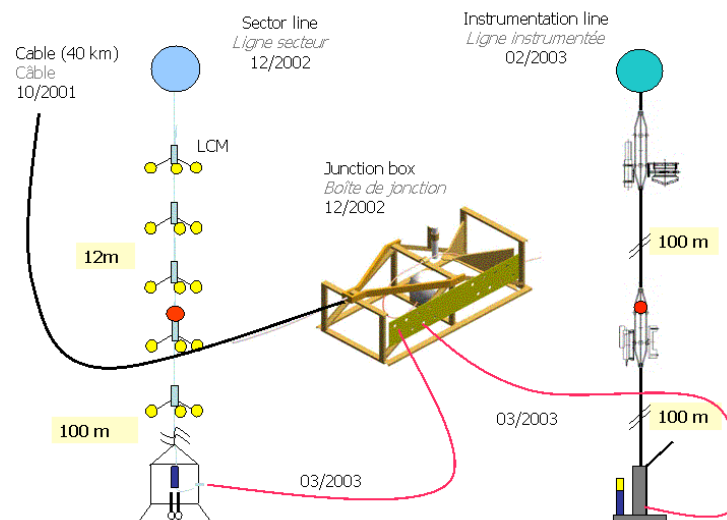


Figure 3.1

Vue schématique des lignes prototypes PSL et MIL.

Ces deux lignes prototypes, schématisées sur la Figure 3.1, ont été déployées en décembre 2002 et février 2003, puis connectées en mars 2003. Malheureusement, un des

étages de la MIL subit rapidement une fuite d'eau, rendant toute communication avec la ligne impossible. Quant à la PSL, elle acquit des données avec 12 de ses 15 Modules Optiques pendant près de quatre mois, jusqu'à juillet 2003. Mais cette acquisition n'était pas nominale, suite à un défaut dans une des 21 fibres optiques du câble de la ligne [208]. La fibre incriminée n'était autre que celle acheminant l'horloge nécessaire à toute l'acquisition de données. En conséquence, la ligne PSL ne put envoyer que des paquets de données intégrées sur des fenêtres en temps de 13 ms, condamnant toute tentative de reconstruction d'événements. En dépit de ce problème, les données ont pu être utilisées pour des études de bioluminescence marine, ce qui initia la légende des crevettes sur ANTARES, mais surtout impulsa le début d'une collaboration très étroite avec les sciences associées.

3.1.2 La ligne instrumentée MILOM

La deuxième génération de la ligne instrumentée d'ANTARES fut la ligne MILOM (Mini Instrumentation Line with Optical Modules, [209]), dont une description est donnée sur la Figure 3.2. Cette ligne bénéficia des nouvelles conceptions mécaniques et électroniques, suite à l'expérience des lignes PSL et MIL. Elle fut immergée en mars 2005, connectée un mois plus tard, et acquit des données jusqu'à sa récupération en avril 2007 afin de subir quelques améliorations.

La particularité de la MILOM par rapport à la version précédente est la présence de Modules Optiques, au nombre de quatre (un triplet situé sur le deuxième étage, et un OM seul fixé au dernier étage). De plus, un sismomètre est installé pour la première fois sur la ligne instrumentée, ainsi qu'un prototype d'hydrophone destiné à la détection de l'activité acoustique (bruit de surface, bruit biologique). La MILOM marqua ainsi les premières collaborations multidisciplinaires puisqu'elle incluait des instruments autres que ceux utiles à la calibration du détecteur et à la compréhension de l'influence de l'environnement marin sur le détecteur. De surcroît, les données caractérisant les propriétés physiques de l'eau de mer (courant, température, conductivité) ont commencé à être partagées efficacement avec les autres communautés scientifiques.

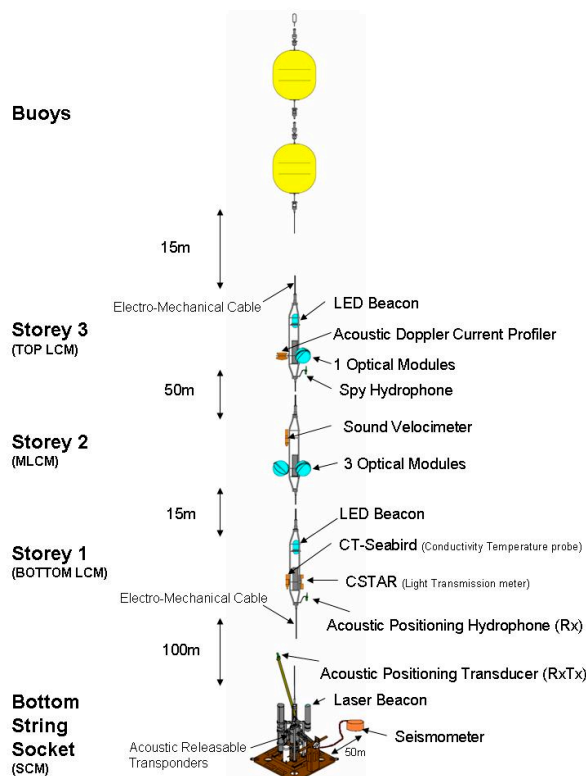


Figure 3.2

Schéma de la ligne instrumentée MILOM.

3.2 Les observables de bioluminescence

Pour comprendre la bioluminescence et ses effets sur le détecteur ANTARES, il s'agit tout d'abord de décrire ce qu'observent les photomultiplicateurs à 2400 mètres de profondeur. La Figure 3.3 représente le taux de comptage d'un photomultiplicateur pendant une durée de cinq minutes. Une composante continue et une composante impulsionnelle sont ici clairement identifiables et distinctes. La composante continue, communément appelée la baseline, vaut typiquement plusieurs dizaines de kHz et peut varier sur des échelles de temps de quelques heures, tandis que la composante impulsionnelle est composée de flashes de lumière pouvant atteindre des taux de l'ordre de quelques MHz sur des durées de quelques secondes. Ceci suggère déjà que les deux contributions correspondent probablement à deux origines physiques différentes.

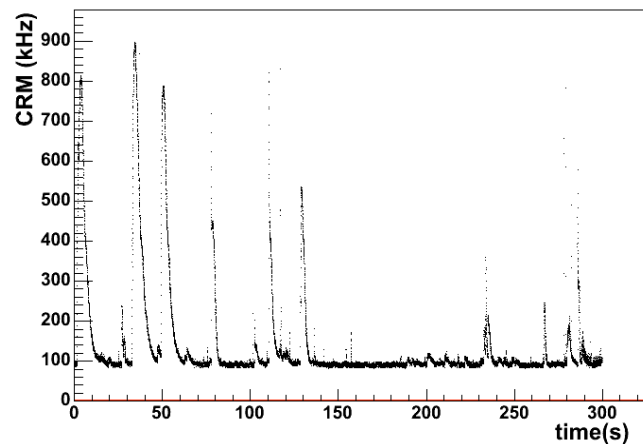


Figure 3.3

Taux de comptage d'un photomultiplicateur d'ANTARES en fonction du temps, échantillonné toutes les 13 ms.

L'expérience pionnière DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) avait déjà observé en 1983 deux contributions dissociables de la bioluminescence, lors de campagnes en mer menées au large de l'île d'Hawaii [210]. Mais avant de détailler ces deux composantes, il paraît nécessaire d'introduire quelques notions du phénomène de bioluminescence.

3.2.1 Les lumières de l'obscurité : la bioluminescence

La capacité d'émettre de la lumière visible est une des caractéristiques principales de nombreux organismes marins des grandes profondeurs. Certains auteurs [211] estiment même que, dans certaines parties des océans et des mers, 90% des espèces marines vivant à très grande profondeur produisent de la bioluminescence.

La bioluminescence est un processus particulier de la chemiluminescence, par lequel l'émission de lumière se fait grâce à une réaction chimique qui fait intervenir de la luciférine, de l'oxygène et une enzyme appelée luciférase. La luciférine, molécule organique, est excitée en présence de l'enzyme luciférase, puis retourne à son état fondamental en libérant de l'énergie par l'émission d'un photon. On parle de lumière froide car moins de 20% de la lumière génère de la chaleur.

Dans le milieu marin, il est possible de distinguer la bioluminescence produite par des macro-organismes et qui va s'exprimer sous forme de flashes de lumière, de celle produite par des micro-organismes tels que les bactéries et qui vont émettre de façon continue.

Les flashes de lumière peuvent être produits par un certain nombre d'espèces différentes [212], incluant les crustacés (crevettes, krills), les céphalopodes (calamars), les cnidaires (méduses), les vers et les poissons. Le spectre lumineux de la bioluminescence s'étend

généralement de 400 à 700 nm [213] [214], et bien que préférentiellement située dans le domaine 440-505 nm, la position du maximum d'émission varie d'une espèce à une autre, en fonction de la structure de la luciférase. Ces longueurs d'onde, qui se propagent aisément dans l'eau, correspondent d'ailleurs à la région de sensibilité spectrale des photomultiplicateurs d'ANTARES, comme illustré sur la Figure 3.4. La raison pour laquelle ces organismes émettent de la lumière est soit la conséquence d'un stimulus, généralement mécanique ou électrique, soit une manifestation spontanée. Dans ce dernier cas, il est possible de discerner différents rôles de la bioluminescence, qui peuvent inclure le camouflage, l'attraction de proies ou encore la communication inter espèce (parades nuptiales par exemple) [215].

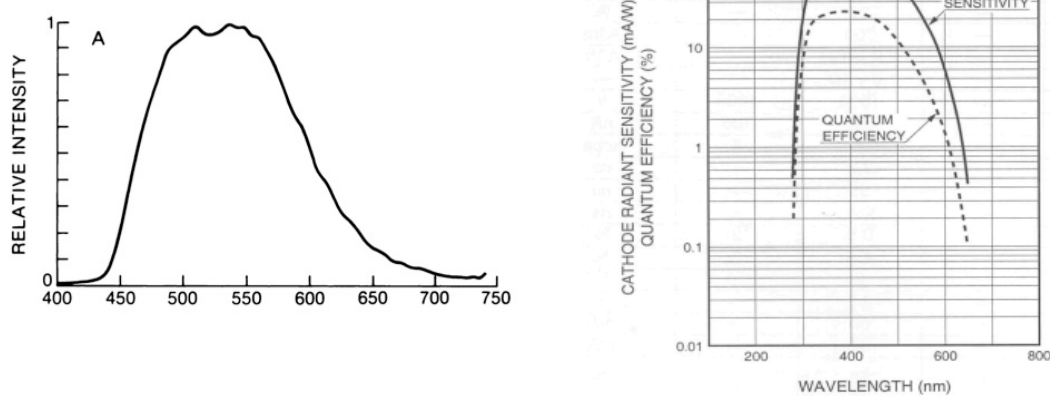


Figure 3.4

(A gauche) Exemple d'une émission spectrale d'un organisme marin bioluminescent. (A droite) Efficacité quantique et sensibilité spectrale des photomultiplicateurs Hamamatsu d'ANTARES.

Mais les organismes luminescents les plus simples que l'on trouve dans les océans sont les bactéries. Elles peuvent être planctoniques, c'est-à-dire libres ou attachées à des particules libres (neige marine), ou symbiotiques, c'est-à-dire associées à des macro-organismes marins et cultivées dans leurs organes lumineux par exemple (poisson lanterne). Ce dernier cas s'assimilant à la bioluminescence des macro-organismes, seules les bactéries planctoniques seront considérées ici, même si parfois ces bactéries libres sont simplement perçues comme en état de transition entre deux hôtes macroscopiques. La particularité des bactéries bioluminescentes est qu'elles émettent de la lumière de façon continue, même à l'échelle de la cellule [216], mais seulement lorsqu'une densité seuil est atteinte, par un mécanisme appelé la détection du quorum [217] [218]. Ce mécanisme met en jeu un auto-inducteur produit par la bactérie, qui, dès qu'il atteint une certaine concentration, libère la production de la luciférase. Un des rôles de la bioluminescence de ces microorganismes consisterait par exemple à encourager les animaux à les ingérer, leur permettant de retrouver un environnement nutritionnellement riche.

Ces deux groupes d'organismes bioluminescents, les microorganismes et les macro-organismes, semblent ainsi coïncider avec les deux contributions, continue et impulsionnelle, du signal reçu par les photomultiplicateurs (Figure 3.3). Chacune de ces contributions mérite maintenant une description plus détaillée.

3.2.2 La composante continue ou baseline

La composante continue du signal reçu par les photomultiplicateurs inclut une contribution stable, relativement bien connue, qui se compose du bruit des photomultiplicateurs et d'une contribution de la désintégration du potassium 40 contenu dans l'eau de mer. Mais nous allons montrer ici que cette composante continue admet de larges

variations d'amplitude, qui peuvent être interprétées comme la manifestation d'une activité biologique, en particulier celle induite par les micro-organismes marins (bactéries).

La composante continue du signal reçu par les photomultiplicateurs peut être définie comme un filtre passe-bas. Elle est déterminée à l'aide d'un ajustement gaussien sur la distribution des taux de comptage [219], intégrés sur des périodes de cinq minutes, comme illustré sur la Figure 3.5.

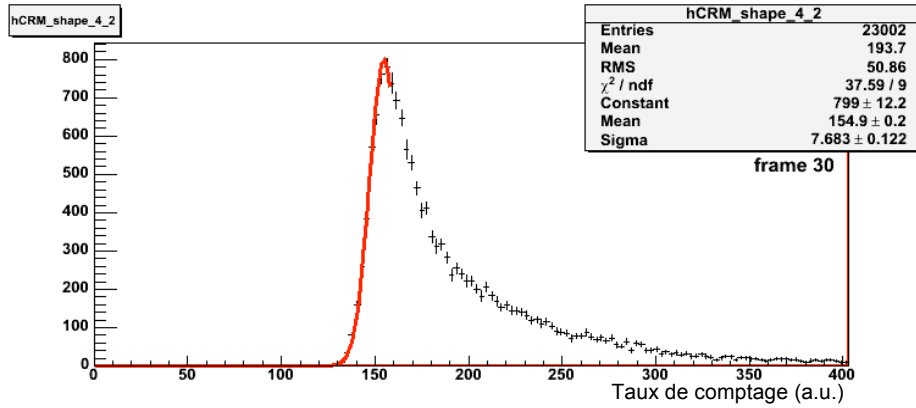


Figure 3.5

Distribution des taux de comptage d'un photomultiplicateur sur une durée de cinq minutes (points noirs), ajustée par une gaussienne sur la partie gauche (ligne rouge).

Cette quantité, calculée toutes les 5 mn, est représentée sur la Figure 3.6 pour les trois mois de prise de données de la PSL. Le seuil des photomultiplicateurs était alors de l'ordre de 0.3 pe. La première constatation est que le fond continu détecté par les photomultiplicateurs peut varier énormément, de 40 kHz à plus de 300 kHz, et ces variations peuvent se produire sur des échelles en temps de quelques heures seulement.

Ces observations ont surpris toute la communauté ANTARES, car l'amplitude des variations était beaucoup plus importante que ce que montraient les précédents tests effectués sur le site [220] [221] [222]. Cependant, un indice de cette activité, qui a une origine biologique, était déjà décelable lors des mesures effectuées en septembre 2000 [223]. Pour comprendre l'importance de cette amplitude de variations, nous allons maintenant détailler les différentes contributions de ce fond continu.

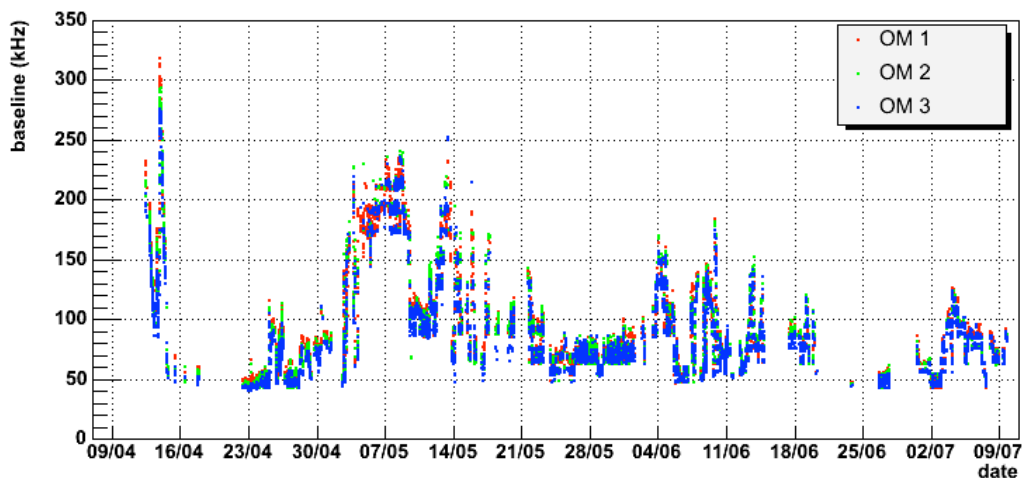


Figure 3.6

Baseline (composante continue des taux de comptage) observée par les trois modules optiques d'un étage de la ligne PSL, d'avril à juillet 2003.

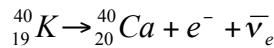
3.2.2.1 La contribution stable du fond continu

Une faible contribution stable au bruit de fond continu est issue du bruit du photomultiplicateur et du module optique. En effet, les photomultiplicateurs d'ANTARES sont des PM Hamamatsu R7081-20 de 10''. Leur courant d'obscurité a été mesuré, et vaut en moyenne 2 kHz [204]. Mais ce photomultiplicateur est enfermé dans un module optique, dont la paroi en verre contient de l'oxyde de potassium (K₂O) qui se désintègre [224]. La contribution totale de ces deux effets peut être déduite des mesures de calibration faites en salle noire, et vaut typiquement 3-4 kHz.

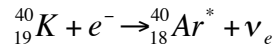
Mais la majeure partie de la contribution stable au bruit de fond continu provient de la désintégration du potassium 40 contenu dans l'eau de mer. D'une façon générale, l'eau de mer inclut de nombreux sels, et il est possible de dénombrer onze constituants majeurs, parmi lesquels se trouvent le chlorure (55%), le sodium (31%), le sulfate (8%) ou encore le potassium (1%). Ce dernier a la particularité d'avoir un de ses isotopes naturels, le ⁴⁰K, radioactif. Bien qu'à faible concentration, l'abondance naturelle du ⁴⁰K étant de 0.01167% par mole de potassium, et à grande durée de vie, de l'ordre de 1.25 Ga [225], les produits de désintégration primaires et secondaires du ⁴⁰K sont une source de bruit de fond pour ANTARES.

Le potassium 40 se désintègre selon deux modes en compétition, comme illustré sur la Figure 3.7:

- par désintégration β^- , avec un rapport de branchement de 89.3%, selon la réaction :



- par capture électronique, avec un rapport de branchement de 10.7%, selon la réaction :



Dans le cas de la désintégration β^- , l'électron est émis avec une énergie maximale de 1.31 MeV, supérieure à l'énergie seuil de l'émission Cherenkov dans l'eau ($E_{\text{seuil}} = 0.26$ MeV). Le nombre moyen de photons Cherenkov émis est de 38 [203]. Pour la seconde réaction, la désexcitation de l'argon s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie 1.46 MeV, qui est converti en électrons qui rayonnent de la lumière Cherenkov, avec un nombre moyen de 69 photons Cherenkov. En supposant connues la surface effective et l'acceptance angulaire des photomultiplicateurs, l'efficacité quantique du phototube et la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau, il est possible d'estimer la contribution totale du ⁴⁰K, avec un seuil de 0.3 pe, à [203] :

$$R_{K40} = 30.4 \pm 6.6 \text{ kHz} \quad (3.1)$$

où l'erreur est dominée par l'incertitude sur la longueur d'absorption.

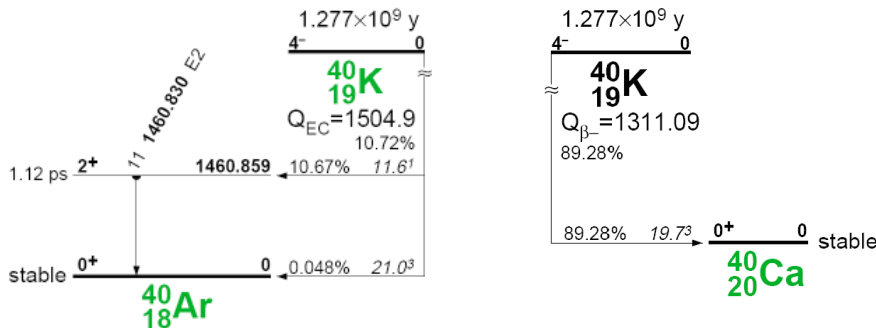


Figure 3.7

Schéma de désintégration du potassium 40.

3.2.2.2 La contribution variable du fond continu

Les deux contributions que nous venons d'évoquer, le bruit du photomultiplicateur et l'activité du potassium 40, ne peuvent expliquer les larges variations de la baseline illustrées sur la Figure 3.6. Un des meilleurs candidats serait alors la bioluminescence d'origine bactérienne (micro-organismes). Après avoir décrit les campagnes en mer qui nous ont permis d'isoler une souche bactérienne bioluminescente sur le site ANTARES, je mentionnerai les hypothèses alternatives pour lesquelles j'ai également contribué.

- **La bioluminescence d'origine bactérienne**

Dans le but d'étudier plus précisément l'hypothèse de la présence de bactéries bioluminescentes sur le site ANTARES, deux campagnes en mer ont été organisées avec le bateau Tethys II de l'INSU, en avril et septembre 2005. Ces missions, appelées NOCTILUC I et II [226] et auxquelles j'ai participé en tant que chef de mission, avaient pour objectif de déployer une ligne autonome comprenant des plaques en verre pour étudier les dépôts de salissure (et de bactéries), et de prélever des échantillons d'eau de mer au voisinage du site. A la suite de cette campagne, différentes souches bactériennes bioluminescentes ont été isolées, dont une souche *Photobacterium phosphoreum* baptisée ANT-2200 [227].

Le genre *Photobacterium phosphoreum* est connu pour produire de la lumière, typiquement dans le domaine bleu-vert (460-490 nm), comme illustré sur la Figure 3.8. L'étude de cette souche, de son décodage génétique et de ses propriétés physiologiques vis-à-vis de différents paramètres extérieurs comme la pression hydrostatique a fait partie du travail de thèse d'un doctorant [228] du Laboratoire de Microbiologie, Géochimie et Ecologie Marines (LMGEM).

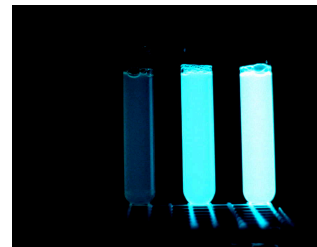


Figure 3.8

Bioluminescence produite par des bactéries.

Il est à noter que ces études sur la bioluminescence bactérienne menées par le LMGEM s'inscrivent dans un cadre plus général de la compréhension du rôle écologique, biochimique et biologique de ces bactéries lumineuses. En d'autres termes, il s'agit par exemple d'estimer l'importance du rôle de ces bactéries dans le cycle du Carbone, l'émission lumineuse étant une réaction très coûteuse en énergie.

Notons que d'autres hypothèses ont été émises quant à l'origine de la composante continue des taux de comptage sur les photomultiplicateurs. Une possibilité serait par exemple que les flashes lumineux lointains, lorsqu'ils sont intégrés sur de grands volumes, pourraient contribuer à une composante continue. Mais une étude que j'ai menée sur ce sujet a montré que cette contribution était négligeable [229].

- **La radioactivité**

Une contribution additionnelle pourrait provenir de la présence d'autres éléments radioactifs dans la mer, bêta émetteurs, et qui proviendraient de fuites ou de rejets nucléaires accidentels. Cependant il faudrait une concentration importante pour réellement induire un effet sur les taux de comptage des photomultiplicateurs, sachant que dans le cas du potassium, les 30 kHz de taux de comptage correspondent à une activité d'environ 14000 Bq.m⁻³. Néanmoins, dans le but d'éliminer, ou du moins de contraindre, l'hypothèse d'une contribution éventuelle de la présence d'éléments radioactifs contribuant à la baseline, il a été envisagé d'installer sur le site ANTARES un spectromètre gamma, typiquement un scintillateur d'iodure de sodium (NaI), déjà utilisé pour des mesures d'activités environnementales dans l'eau [230], mais jamais de façon continue à si grande profondeur. Environ 25% des produits de fission sont radio-isotopes et sont en général émetteurs bêta et

gamma. Par exemple, l'isotope radiogénique ^{137}Cs , un des produits de fission de l'uranium, est régulièrement utilisé comme indicateur pour des études écologiques suite à une contamination. De période radioactive de 30 ans, le césium 137 est émetteur β , donnant naissance avec un rendement de 94.6 % à du baryum 137 non stable, de période de 2.55 minutes, qui retourne à son état stable après l'émission d'un gamma de 662 keV. Le ^{137}Cs est donc facilement identifiable par spectrométrie gamma à partir de la raie d'émission de son fils émetteur γ .

J'ai financé dans le cadre du projet AAMIS, issu du Fonds d'Intervention de l'Université, l'achat d'un radiomètre NaI. Etalonné dans les mois qui suivirent au laboratoire de Modane, ce détecteur a été immergé en 2011 pour une période de quatre mois. L'exploitation des résultats est en cours. Toutefois, pour conclure sur une possible contribution à la baseline, au-delà de l'intérêt propre d'une mesure par spectrométrie gamma, un indice d'une telle activité d'émission bêta devrait être détectable par les taux de coïncidences sur les photomultiplicateurs. Le ^{40}K engendrant un taux de comptage de 30 kHz à un seuil de 0.3 pe, le taux de coïncidences fortuites attendu entre deux modules optiques voisins est de l'ordre de 12 ± 3 Hz [203], ce qui est bien mesuré *in-situ* [231]. Un écart, et surtout une variation de la valeur mesurée, signerait de façon non ambiguë une contribution additionnelle au potassium 40, ce qui n'est pas observé.

3.2.3 La composante impulsionnelle ou les bursts de bioluminescence

La composante impulsionnelle de la bioluminescence observée par ANTARES est beaucoup mieux comprise. Elle correspond aux flashes de lumière visibles sur la Figure 3.3, et traduit une activité bioluminescente d'origine macrobienne.

La composante impulsionnelle est caractérisée sur ANTARES par la fraction du temps pendant laquelle se manifestent les flashes de lumière. Elle a été initialement définie comme le pourcentage en temps où les taux de comptage étaient supérieurs à 200 kHz [220] [221], afin de caractériser le temps mort potentiel des photomultiplicateurs. Mais pour s'affranchir d'une possible corrélation avec la baseline [219], elle a été redéfinie comme la fraction en temps où les taux de comptage sont supérieurs à $(120\% \times \text{Baseline})$, calculée aussi par intervalle de cinq minutes. La Figure 3.9 dévoile les variations de la fraction de bursts pour les trois mois de prise de données de la ligne PSL, fraction qui peut atteindre jusqu'à 80%.

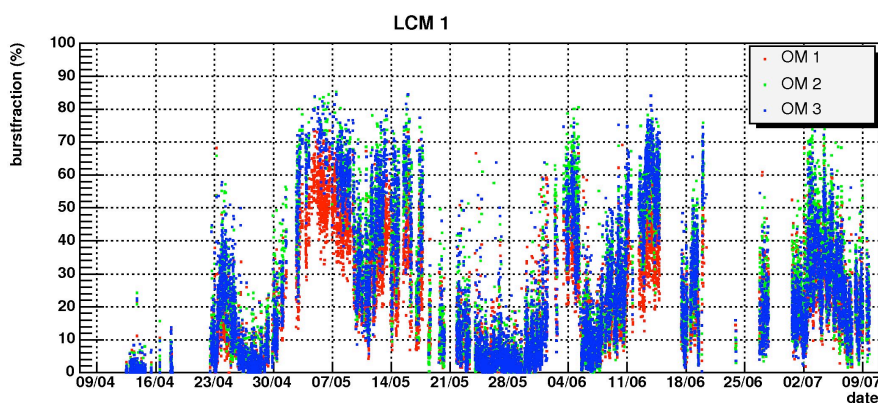


Figure 3.9

Burst fraction (composante impulsionnelle des taux de comptage) observée par les trois modules optiques d'un étage de la ligne PSL, d'avril à juillet 2003.

En sus des données de taux de comptage des photomultiplicateurs qui traduisent l'activité bioluminescente, de nombreuses autres quantités physiques étaient acquises grâce aux lignes instrumentales, comme le courant ou la température de l'eau. Les études que j'ai menées ont alors pu mettre en évidence certaines corrélations entre ces grandeurs, et permirent d'en déduire quelques interprétations.

3.3 Interprétations de l'origine de la bioluminescence

Les premières analyses ont concerné des études de corrélation, ce qui apporta des éléments de réponse sur la bioluminescence d'origine impulsionnelle. Puis, en 2006, en concomitance avec la connexion de la première ligne ANTARES, des phénomènes de bioluminescence continue se sont à nouveau manifestés. Nous montrerons alors comment, à l'aide d'autres phénomènes observés ailleurs en Méditerranée, des hypothèses ont été émises quant à l'origine de l'activité bioluminescente des bactéries.

3.3.1 Les corrélations observées avec les données 2003 et 2005

Les études de corrélation que j'ai menées pendant mon postdoctorat ont également donné lieu à une note interne ANTARES [229]. Nous rappelons ici les principales conclusions.

3.3.1.1 La corrélation vitesse du courant-bursts de bioluminescence

Une des premières corrélations observées a concerné les relations entre la bioluminescence et les mesures de courant. Une illustration des variations de la vitesse du courant est montrée sur la Figure 3.10. Cette série temporelle met en évidence une fréquence caractéristique qui correspond aux oscillations inertielles (force de Coriolis), c'est-à-dire aux mouvements ondulatoires de la circulation océanique suite à la rotation de la Terre. La période de ce phénomène ne dépend que de la latitude, selon la relation :

$$T = T_{\text{Terre}} / 2 \sin(\lambda) \quad (3.2)$$

qui vaut $T=17.6$ heures à la latitude d'ANTARES ($\lambda \sim 43^\circ$).

La burstfraction révèle aussi ce genre d'oscillations, comme illustré sur la Figure 3.11. Cette observation suggère une forte corrélation avec le courant, qui est confirmée par le profil donné Figure 3.12. La corrélation n'est pas exclusivement linéaire, en particulier vers les faibles valeurs de courant (< 4 cm/s), ce qui s'apparenterait à un effet de seuil. Néanmoins, les coefficients de corrélation linéaire sont de l'ordre de 0.82 pour l'ensemble des données MILOM en 2005 (3 mois), soit une corrélation de près de 67%.

Cette corrélation avait déjà été observée [222] lors des évaluations de sites, et traduit l'excitation mécanique des organismes bioluminescents due à leur interaction avec le détecteur. Cette interaction peut avoir deux origines, provenant soit de l'impact des macro-organismes sur le détecteur en amont du courant, soit des turbulences créées derrière la ligne en aval du courant.

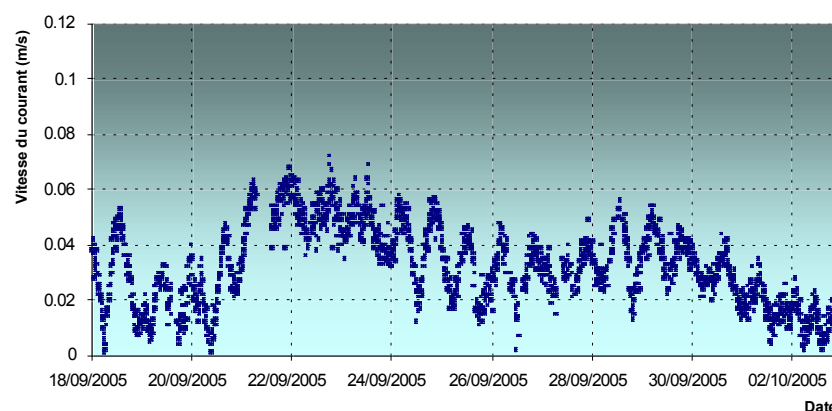


Figure 3.10

Vitesse du courant mesurée avec la MILOM sur une période de 15 jours en 2005.

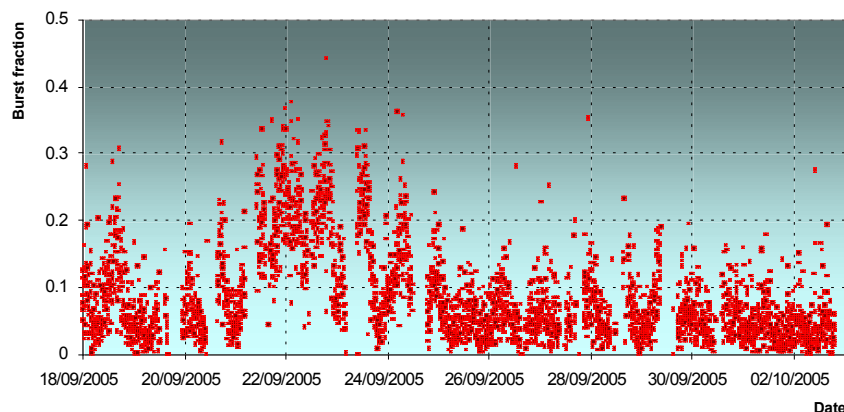


Figure 3.11

Fraction de bursts bioluminescents mesurée avec la MILOM sur une période de 15 jours en 2005.

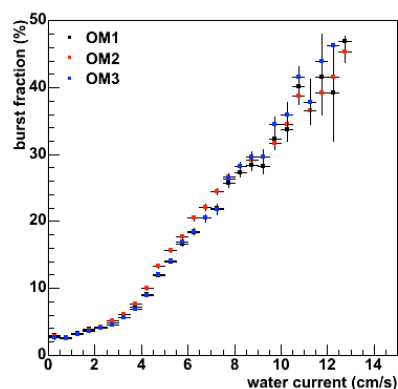


Figure 3.12

Corrélation entre la fraction en temps de bursts bioluminescents et la vitesse du courant, pour l'ensemble des données acquises avec la ligne MILOM en 2005.

Pour quantifier la population marine bioluminescente sur le site ANTARES, j'ai participé à des campagnes en mer organisées en 2004 (janvier et mai) avec une équipe écossaise du laboratoire Oceanlab à Aberdeen. Le principe de mesure est de filmer le long de la colonne d'eau la bioluminescence stimulée par une grille d'une maille de l'ordre du centimètre [232]. La caméra et la grille sont montées sur un cadre en aluminium lesté, comme illustré sur la Figure 3.13, qui effectue une descente de la surface au fond à vitesse constante. La caméra de haute sensibilité ISIT (Intensified Silicon Intensifier Target), orientée vers le bas, enregistre les impacts des organismes bioluminescents pour en déduire leur profil de densité. Les campagnes en mer ont permis de réaliser les profils sur le site ANTARES, sur un site intermédiaire à 7 km au sud d'ANTARES et enfin sur un site éloigné de 70 km toujours au sud d'ANTARES.

Les conclusions de cette étude [233] confirment le fait bien connu que la densité des sources bioluminescences décroît avec la profondeur, mais montrent aussi que les variations entre les trois sites sont plus petites que les variations saisonnières. Finalement une densité moyenne de $0.62 \text{ individus.m}^{-3}$ a été mesurée sur la zone ANTARES, entre 1500 et 2500 mètres de profondeur, ce qui correspondrait, avec certaines hypothèses (vitesse=5 cm/s), à un nombre de flashes attendus de l'ordre de 17 par heure par module optique. Ce nombre reste cependant bien en deçà de ce qui est observé sur ANTARES, ce qui peut s'expliquer par les limites d'une telle méthode. En effet, d'une part les mailles de la grille laissent filtrer les plus petits organismes de taille millimétrique, et d'autre part, le lander ISIT n'est sensible qu'à l'émission lumineuse émise lors de l'impact des organismes marins sur la grille, en amont du

courant, et non à celle due aux turbulences, en aval du courant. Or cette dernière contribution avait déjà été révélée [210] par l'expérience DUMAND, télescope à neutrinos au large de l'île d'Hawaii.



Figure 3.13

Photo et schéma du lander ISIT de l'équipe d'Oceanlab, qui inclut des largueurs acoustiques, l'unité de contrôle, un courantomètre, les lests et la caméra ISIT.

3.3.1.2 La corrélation température-baseline

Une deuxième corrélation très marquée a été découverte avec les données 2003 de la PSL, mais, de manière surprenante, n'a plus jamais observée depuis lors de façon aussi évidente. Bien que la ligne instrumentale MIL n'ait jamais fonctionné en 2003, la ligne prototype PSL comportait une sonde CTD dédiée à la mesure de la conductivité (C), de la température (T) et de la pression (D) de l'eau. Un échantillon des données de la température *in situ* est représenté sur la Figure 3.14 pour une période de 10 jours de données, en comparaison avec les données de la baseline telle que calculée en §3.2.2.

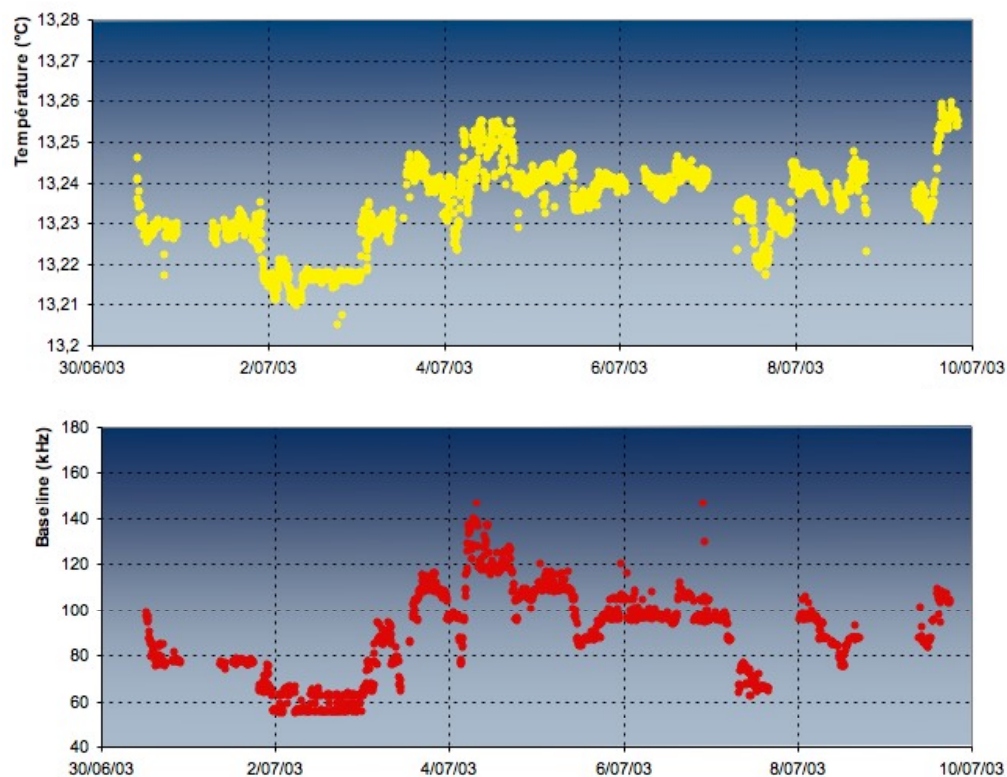


Figure 3.14

Température *in situ* de l'eau de mer (haut) et baseline des taux de comptage des PM (bas) pendant 10 jours en 2003 (données PSL).

La corrélation entre ces deux variables saute aux yeux, et est corroborée par un coefficient de corrélation linéaire égal à 0.87, soit une corrélation de 75% [229]. Il est cependant fort peu probable qu'une relation directe de causalité relie ces deux observables, car une élévation de température de quelques centièmes de degré ne peut expliquer une augmentation de l'activité bactérienne comme observée, et réciproquement. Une hypothèse serait alors que ces deux manifestations soient corrélées à au moins un troisième phénomène.

3.3.2 Les phénomènes exceptionnels vus en Méditerranée

La partie exposée ici est décrite pour la première fois en détail. Basée sur les observations issues de 2005 et 2006, l'interprétation de l'origine de la bioluminescence en termes de circulation océanique et de formation de nouvelles masses d'eau s'applique également sur les données 2009 et 2010, dont un papier où je suis co-auteur correspondant est en cours de soumission.

L'année 2006 marqua la connexion de la première ligne ANTARES, à la date du 2 mars. Mais l'année 2006 se distingua aussi par une forte activité bioluminescente, qui débuta dès le mois de mars, comme illustré sur la Figure 3.15, où est représentée la baseline de la ligne MILOM et d'un des étages de la ligne L1 entre 2005 et 2009. Ces variations d'activité bioluminescente ne sont plus corrélées significativement aux variations de température montrées sur la Figure 3.16, bien que le début de la forte activité bioluminescente soit concomitant avec la perturbation observée sur la température.

L'année précédente, c'est-à-dire 2005, avait déjà affichée une forte activité biologique, empêchant une acquisition nominale des données MILOM d'avril (date de connexion) à juin.

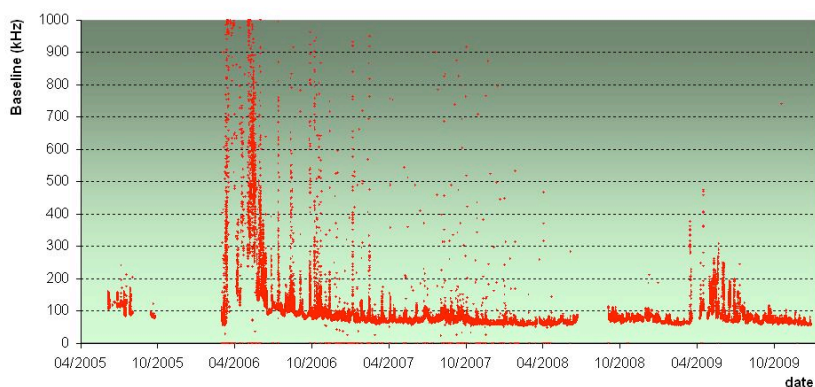


Figure 3.15

Baseline des lignes MILOM et L1 entre 2005 et 2009.

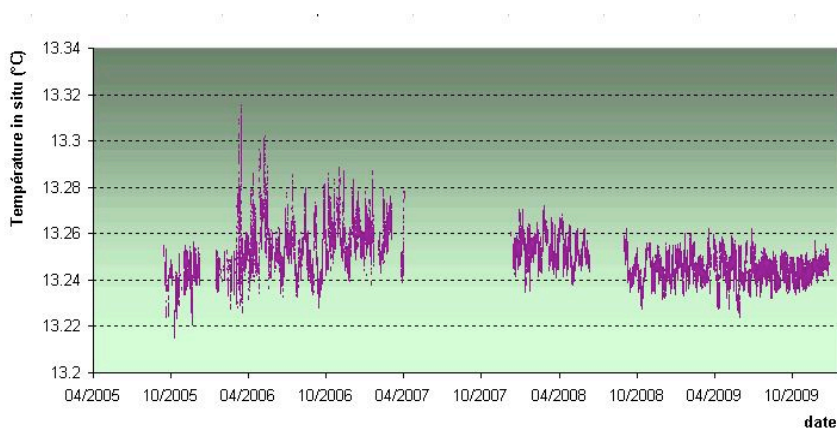


Figure 3.16

Température in situ de l'eau entre 2005 et 2009.

Nous allons montrer que des phénomènes exceptionnels d'origine hydrologique ont été observés dans l'ensemble du bassin méditerranéen en 2005 et 2006, qui pourraient expliquer en partie les observations sur ANTARES.

3.3.2.1 Formation des nouvelles masses d'eau

La circulation océanique est un système complexe régi par les mouvements de masses d'eau. D'un point de vue simplifié, les courants de surface sont engendrés par la friction des vents sur la surface de l'eau, tandis qu'au-delà de 800 mètres de profondeur, la circulation est générée par des masses d'eau profondes formées en surface et identifiées par leur température et leur salinité, et que l'on appelle les eaux modales. La formation de ces masses d'eau profonde est due au refroidissement et à l'évaporation de l'eau en surface, sous l'action du vent par exemple, entraînant une diminution de la température (refroidissement) et une augmentation de la salinité (évaporation), et donc une augmentation de la densité. L'eau, plus lourde, est alors entraînée sous son propre poids, et peut plonger jusqu'à plusieurs centaines de mètres de profondeur, en fonction de la densité des autres masses d'eau environnantes. C'est le phénomène de convection profonde.

La région du Golfe du Lion (située vers 42°N 5°E, [234]) est la principale zone de formation d'eau profonde en Méditerranée occidentale, et donne naissance à la Western Mediterranean Deep Water (WMDW). En des occasions exceptionnelles, des conditions météorologiques rigoureuses (peu de précipitations, températures basses et un vent fort et persistant sur le plateau continental) peuvent entraîner des conditions favorables à la formation d'une eau anormalement dense. Et ceci fut le cas en 2005, selon des observations menées dans la mer des Baléares [235] et au large des côtes catalanes [236]. Pour illustration sont données sur la Figure 3.17 les variations de température et de salinité enregistrées au large des côtes catalanes, et qui révèlent des caractéristiques stables de la masse d'eau typique WMDW pendant plus d'un an, et ce jusqu'à fin janvier 2005, où les deux variables augmentent soudainement, puis chutent début mars, pour enfin se stabiliser à la mi-avril à de nouvelles valeurs T,S (nouvelles eaux modales).

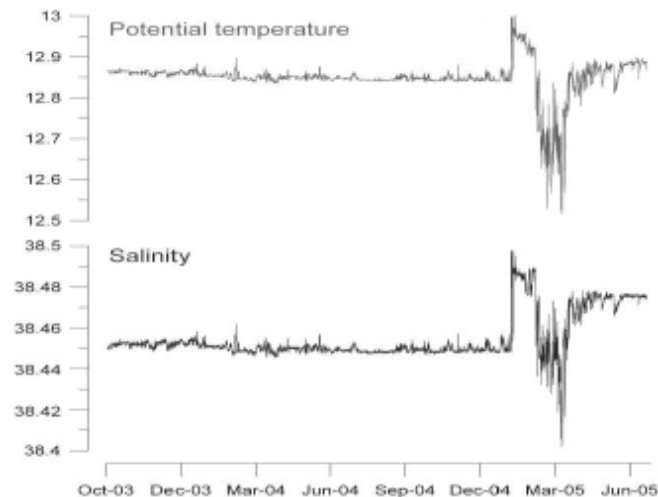


Figure 3.17

Température potentielle et salinité mesurées par un mouillage situé au large des côtes catalanes à 1875 m de profondeur, d'octobre 2003 à juillet 2005, issues de [236].

Cet événement a été relié en 2005 à un phénomène de cascading d'une ampleur exceptionnelle dans le canyon sous-marin du Cap de Creus [237], proche du Golfe du Lion. Durant 40 jours, un volume d'eau considérable a été déplacé, creusant de nouveaux sillons dans le canyon, et emportant à plus de 2000 mètres de profondeur de grandes quantités de sédiment et de matière organique fraîche, comme illustré sur la Figure 3.18. Un tel apport de

matière organique, par définition hautement nutritive, est susceptible de modifier temporairement l'écosystème profond.

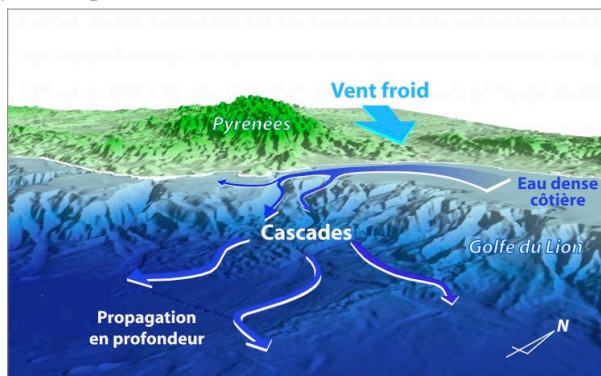


Figure 3.18

Vue 3D du NW de la Méditerranée. La plongée hivernale d'eau dense, suite à l'action prolongée des vents (Mistral et Tramontane), qui provoquent par évaporation une augmentation de la densité des eaux côtières, peut s'accompagner de phénomènes de cascades qui déplacent en profondeur de gigantesques volumes d'eau.

3.3.2.2 Modification des masses d'eau profondes

La convection profonde ou le cascading aboutissent à la formation d'une masse d'eau dense qui va plonger, puis se mélanger aux couches intermédiaires en fonction de sa densité, modifiant les caractéristiques de la masse d'eau résidente. Cette nouvelle eau formée va alors se répandre en profondeur à travers le bassin méditerranéen, en quelques mois. Or les variations brutales constatées en janvier et mars ont bien été suivies d'autres changements observés globalement dans le nord-ouest du bassin méditerranéen en avril-mai 2005 par [238]. Les auteurs notent une masse d'eau nouvellement formée, dont les caractéristiques témoignent d'une eau plus chaude, plus salée et plus dense, comme illustré sur la Figure 3.19a. Le diagramme (S, θ), qui représente la température potentielle¹⁴ en fonction de la salinité, caractérise les masses d'eau mises en jeu dans les processus de circulation océanographique. Schématiquement, il existe trois masses d'eau principales en Méditerranée occidentale: l'Eau Atlantique (AW) qui pénètre dans le bassin par le détroit de Gibraltar et qui est une eau de surface (0-200m); l'Eau Levantine Intermédiaire (LIW), située dans la couche intermédiaire (200-600m), et qui est formée dans le bassin oriental pour revenir par le détroit de Sicile; et enfin l'Eau Profonde de la Méditerranée Occidentale (WMDW), qui a déjà été introduite. Les deux masses d'eau typiques AW et LIW contribuent à la formation de l'eau profonde WMDW. Sur la Figure 3.19a sont identifiées trois masses d'eau désignées par A, B et C. La masse d'eau A correspond à une ancienne masse d'eau résidente WMDW, tandis que B et C sont de nouvelles masses d'eau formées, avec une contribution majeure de LIW pour la masse d'eau B, et une influence principale de AW pour la masse d'eau C. Bien qu'étant un profil de la colonne d'eau, on peut remarquer la similitude parfaite obtenue avec les données temporelles d'ANTARES représentées sur la Figure 3.19b, en particulier avec les courbes rouges et noires de la Figure 3.19a, caractérisant respectivement la mer Ligure et le bassin Algero-Provençal. Les données ANTARES ont été extraites de la sonde CT de la MILOM, pour la période d'avril à fin 2005, avant que la cellule de conductivité ne dérive [239].

D'autres auteurs [240] confirment la présence d'une eau nouvellement formée dans le nord-ouest du bassin méditerranéen en 2005, avec deux signatures de WMDW à 2000 mètres de profondeur, une eau résidente à ($\theta=12.86^{\circ}\text{C}$, $S=38.46$), et une eau nouvelle, plus chaude,

¹⁴ La température potentielle est la température qu'aurait un fluide après décompression adiabatique à la pression atmosphérique. Elle est préférentiellement utilisée en océanographie car elle ne dépend pas de la profondeur à laquelle est faite la mesure, par opposition à la température *in-situ*.

plus salée et plus dense, à ($\theta=12.89^{\circ}\text{C}$, $S=38.48$). Mais ils annoncent aussi que le même phénomène exceptionnel s'est produit en 2006, avec une production d'eau profonde qui est intervenue entre le 26/02/2006 et le 08/03/2006, formant une eau encore plus chaude et plus salée, à ($\theta=12.92^{\circ}\text{C}$, $S=38.49$). Cette nouvelle eau a aussi été observée sur le site DYFAMED ($43^{\circ}25\text{N}$, $7^{\circ}52\text{E}$) en avril 2006.

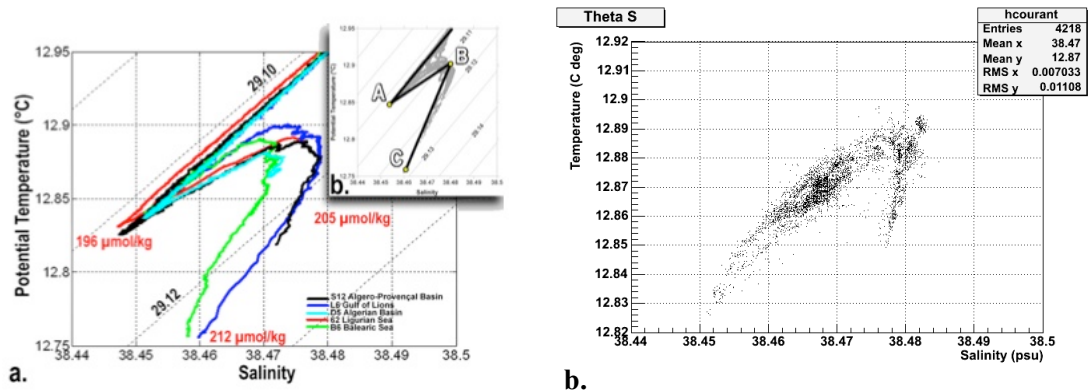


Figure 3.19 :

Diagramme θ -S obtenu (a) par un profil vertical pour des stations situées à diverses localisations en Méditerranée occidentale issues de [238] et (b) pour les données prises sur ANTARES [229] en 2005.

Ces phénomènes sont dits exceptionnels car ils ne se produisent, en moyenne, qu'une fois tous les 10 ans, avec les dernières anomalies observées pendant les hivers 1971, 1980, 1988 et 1999 [241]. En ce qui concerne la formation de l'eau dense salée et chaude de 2005 et 2006, elle peut être attribuée aussi bien à l'influence des changements de circulation provenant du bassin oriental de la Méditerranée (phénomène appelé Eastern Mediterranean Transient [242]), qui conduisent LIW à être plus salée [243], soit, ou en combinaison, aux faibles quantités de pluies en Méditerranée (et aux vents violents) pendant cette période, impliquant une plus grande salinité des eaux superficielles, et donc de l'AW.

3.3.2.3 Connexion entre formation de masses d'eau et bioluminescence

Ces phénomènes dits exceptionnels, et qui ont été observés dans la majeure partie du bassin ouest méditerranéen en 2005 et 2006 [244], sont probablement associés à un apport de matière organique fraîche et de particules provenant de la surface, permettant d'alimenter le milieu profond. Le site ANTARES a vraisemblablement été témoin de la présence de cette nouvelle eau profonde, comme le confirment les données de 2005 sur la Figure 3.19. Mais une dérive de la sonde de conductivité, nécessaire pour extraire la salinité, empêche toute comparaison pour l'année 2006. Néanmoins, l'augmentation de température atypique de la Figure 3.16 coïncide avec la production d'eau profonde notée par [240]. Or cette période de mars 2006 coïncide aussi avec le début de la forte bioluminescence observée sur ANTARES (Figure 3.15), ce qui pourrait relier la production d'eaux nouvelles avec une augmentation de l'activité biologique caractérisée par son activité bioluminescente, ce qui n'avait jamais été mis en évidence auparavant.

Ainsi les études que nous avons menées avec Christian Tamburini du COM semblaient montrer que l'intensité de la bioluminescence était non seulement corrélée aux courants marins forts (~ 20 cm/s), mais pouvait aussi être associée, à l'occasion d'épisodes remarquables, à l'intrusion d'une nouvelle masse d'eau ayant des propriétés hydrologiques différentes.

Pour vérifier cette hypothèse, et convaincus qu'il s'agissait là d'un résultat majeur, nous avons alors pris contact avec une équipe reconnue internationalement et ayant à disposition des données hydrologiques situées au cœur de la région de formation des nouvelles masses d'eau profondes, le Golf du Lion.

Avec des données disponibles sur les deux sites pendant une durée de deux ans et demi (entre 2008 et mi-2010), nous avons confirmé que la bioluminescence, témoin de l'activité biologique, est étroitement corrélée à de nouvelles masses d'eau profondes, probablement formées dans le Golf du Lion. Un papier, dont je suis co-auteur correspondant, est en cours de soumission [245], et dont l'ambition est aussi de montrer qu'ANTARES est bien plus qu'un télescope à neutrinos, et qu'il constitue un véritable observatoire du fond de la mer apportant sa brique à l'édifice de la compréhension globale des phénomènes d'océanographie physique ou biologique.

3.4 Vers un véritable observatoire sous-marin

Ainsi le milieu profond n'est pas un milieu aussi obscur et inhabité auquel on pourrait s'attendre. ANTARES a démontré pouvoir être bien plus qu'un télescope à neutrinos, il représente aussi un véritable observatoire sous-marin permanent, utile à de nombreuses autres communautés scientifiques. Après avoir dressé un récapitulatif des collaborations actuelles, nous montrerons comment les projets AAMIS et ALBATROSS dans lesquels je me suis engagée apportent une souplesse dans le cadre des observatoires câblés tels qu'ANTARES.

3.4.1 Les collaborations scientifiques et techniques

De nombreux instruments ont été développés spécifiquement pour ANTARES, comme les hydrophones acoustiques d'Erlangen ou encore le sismomètre du laboratoire Géosciences Azur. De même, le site ANTARES est aujourd'hui identifié comme site d'observation par un certain nombre de réseaux nationaux ou européens, tels que MOOSE (INSU), EuroSITES [246] (projet FP7) ou encore le réseau européen ESONET [247]. Le but ici n'est pas d'être exhaustif, mais plutôt de décrire les collaborations techniques et/ou scientifiques impliquant plus particulièrement le CPPM, souvent en coopération avec le Centre d'Océanologie de Marseille (COM), et pour lesquels je me suis impliquée, de près ou de loin. Les exemples concernent le développement du nouvel instrument IODA₆₀₀₀, la collaboration scientifique pour la compréhension de la bioluminescence provenant des macro-organismes, et enfin un aperçu de la valorisation des données ANTARES dans un contexte international, le réseau d'observation HydroChanges.

Auparavant nous décrivons la ligne instrumentale IL07 (Instrumented Line 2007), qui est la nouvelle version de la ligne MILOM. Redéployée en juillet 2007, la ligne IL07 a été connectée en décembre 2007 et récupérée en avril 2010.

3.4.1.1 La ligne instrumentée IL07

La ligne instrumentée IL07 [248] est la descendante de la ligne MILOM, récupérée au printemps 2007 après deux années de prise de données. Trois étages ont été ajoutés sur la ligne, principalement dédiés à la détection acoustique de neutrinos d'ultra haute énergie avec des hydrophones AMADEUS [249]. Cette ligne inclut aussi de nombreuses sondes à buts océanographiques, biologiques ou géophysiques, comme illustré sur la Figure 3.20. Les composantes océanographiques se composent d'une sonde CTD¹⁵, d'une sonde CT¹⁶, de deux courantomètres (ADCP), d'une sonde à oxygène (O₂)¹⁷, d'un transmissiomètre (C-Star) et d'une sonde de vitesse du son (SV). L'aspect biologique est étudié grâce à deux modules optiques (OM) et deux caméras Biocam, et enfin la contribution géophysique est symbolisée par la présence d'un sismomètre, qui est représenté sur la ligne IL07 par simplicité, mais qui en pratique est connecté à la ligne 12 d'ANTARES. La ligne 12 a en effet la particularité d'avoir son dernier secteur dédié à l'instrumentation, incluant trois étages de détection

¹⁵ Sonde SBE 37-SMP MicroCAT de Seabird

¹⁶ Sonde SBE-Si MicroCAT de Seabird

¹⁷ Optode 3830 de Aanderaa

acoustique du même type que ceux de l'IL07, et un étage comportant un nouvel instrument appelé IODA₆₀₀₀.

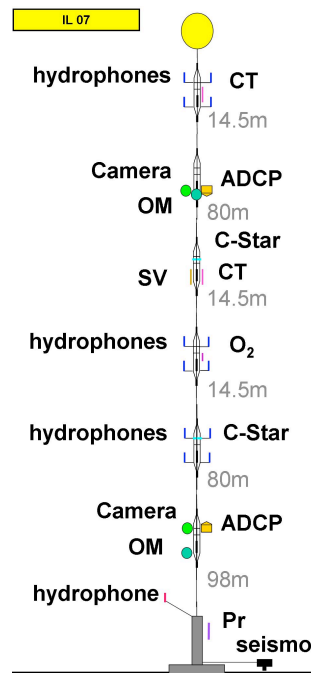


Figure 3.20

Schéma de la ligne instrumentée IL07.

3.4.1.1 Le *In situ* Oxygen Dynamics Auto-sampler (IODA₆₀₀₀)

En océanographie, l'oxygène dissous représente, après la température (T) et la salinité (S), une des grandeurs physiques fondamentales pour caractériser une masse d'eau. Les variations de la teneur d'oxygène sont riches d'informations car elles sont influencées par l'activité biologique : l'activité photosynthétique en surface augmente voir sature la concentration d'oxygène, tandis que la dégradation des matières organiques en profondeur, qui nécessite une consommation d'oxygène, en diminue la concentration.

Pour l'étude des milieux profonds, le déficit d'oxygène est déterminé par le paramètre U.A.O. (Utilisation Apparente de l'Oxygène), défini comme la différence entre la solubilité de l'oxygène, calculée à partir de T et S [250], et la concentration *in situ*, mesurée par une optode O₂. Cette quantité fournit une estimation de la consommation biologique d'oxygène depuis le moment où les eaux ont quitté la surface, mais est donc moyennée sur plusieurs mois, voire plusieurs années. C'est dans ce contexte qu'a été développé un nouvel instrument baptisé IODA₆₀₀₀ pour *In situ* Oxygen Dynamics Auto-sampler, et dont un schéma est donné sur la Figure 3.21.

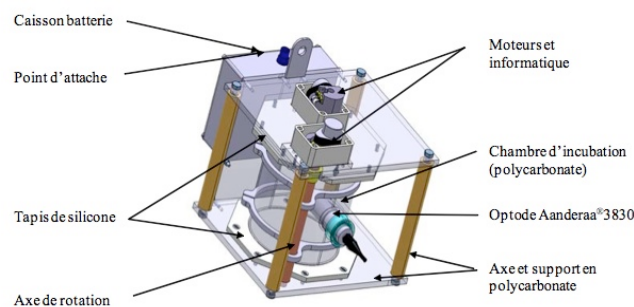


Figure 3.21

Schéma de l'instrument IODA₆₀₀₀, développé en étroite collaboration entre le CPPM et le COM.

Le IODA₆₀₀₀ a pour but d'effectuer une mesure de la consommation d'oxygène, et donc de l'activité biologique, à l'échelle de quelques jours. Son principe repose sur une chambre d'incubation emprisonnant un volume d'eau, typiquement pendant quelques jours, et effectuant une mesure de la teneur d'oxygène toutes les trois minutes. Initié en 2006 et développé en étroite collaboration entre le CPPM (maître d'œuvre) et le COM (maître d'ouvrage, financement ANR POTES¹⁸), ce projet a donné lieu à la réalisation de plusieurs prototypes [251][252], dont un est connecté actuellement sur la ligne 12 d'ANTARES. Cet instrument présente d'autre part l'avantage que les moteurs assurant le mouvement de la chambre d'incubation, ainsi que l'électronique de l'instrument, fonctionnent en équipression, dans un bain d'huile. Le IODA₆₀₀₀ est finalement un bel exemple de la synergie entre laboratoires issue de la multidisciplinarité.

3.4.1.2 L'étude de la bioluminescence des macro-organismes

Une autre facette des collaborations pour lesquelles le CPPM est impliqué concerne l'étude des organismes bioluminescents. En effet, certains macro-organismes bioluminescents sont indéniablement présents sur le site ANTARES, responsables des pics de lumière observés par les photomultiplicateurs. Dans quelques cas, les émissions lumineuses affichent une véritable structure temporelle, comme le témoigne la Figure 3.22a, et il serait même envisageable d'identifier les animaux marins en fonction de leur courbe de lumière, en fonction d'une classification des formes disponibles dans la littérature, comme par exemple celles répertoriées dans [253] et illustrées sur la Figure 3.22b.

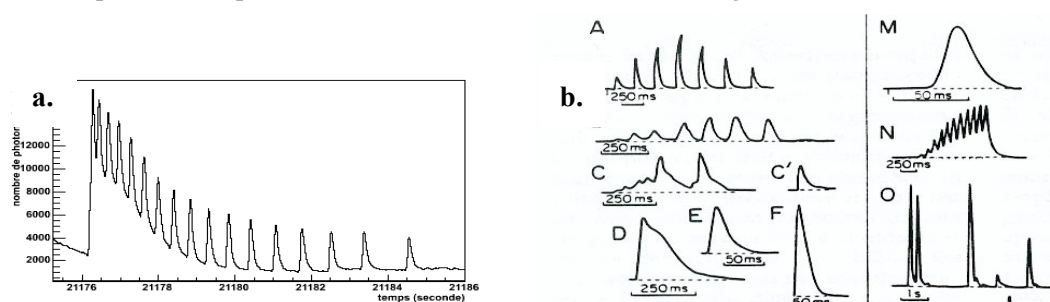


Figure 3.22

Intensités lumineuses en fonction du temps, (a) observée par un photomultiplicateur d'ANTARES et (b) issues de la littérature (répertoriées par [253]) pour différentes catégories d'organismes marins.

Une voie d'étude complémentaire consiste à observer ces macro-organismes directement avec une caméra de haute sensibilité, qui serait immergée aux profondeurs d'ANTARES. Ce projet a donné lieu à la réalisation de la caméra Biocam dès 2005, qui utilise une caméra du commerce AXIS 221. Financée et implémentée grâce à une étroite collaboration CPPM-COM, la Biocam a été intégrée en deux exemplaires sur la ligne IL07. Elle est accompagnée d'un flash infrarouge afin de ne pas perturber les photomultiplicateurs d'ANTARES (longueurs d'onde de 850 nm sur l'étage 1 et de 940 nm sur l'étage 5), qui peut s'allumer sur commande ou automatiquement afin de filmer les organismes entiers, et pas simplement leurs organes lumineux. De belles images d'animaux marins des grandes profondeurs représenteraient en outre une vitrine fabuleuse pour ANTARES en tant que plate-forme multidisciplinaire.

¹⁸ Le projet POTES est un programme ANR porté par C. Tamburini du COM.

3.4.1.3 Le réseau HydroChanges

ANTARES est donc reconnu comme observatoire sous-marin par de nombreux réseaux, dont le programme HydroChanges [254] soutenu par la Commission Internationale pour l'Exploration Scientifique de la mer Méditerranée (CIESM). Le but est d'assurer le suivi des caractéristiques hydrologiques de la Méditerranée dans le contexte du réchauffement climatique, bien qu'aujourd'hui on parlerait plus facilement de changements climatiques globaux. La stratégie d'observation repose sur un réseau de sondes CTD déployées sur l'ensemble du pourtour méditerranéen, comme illustré sur la Figure 3.23, permettant de suivre temporellement et spatialement l'évolution des masses d'eau caractérisées par leur température et leur salinité. Initié en 2002, ce réseau a intégré le site ANTARES en mars 2006, lui conférant les moyens de valoriser ses données hydrologiques avec un rayonnement international.

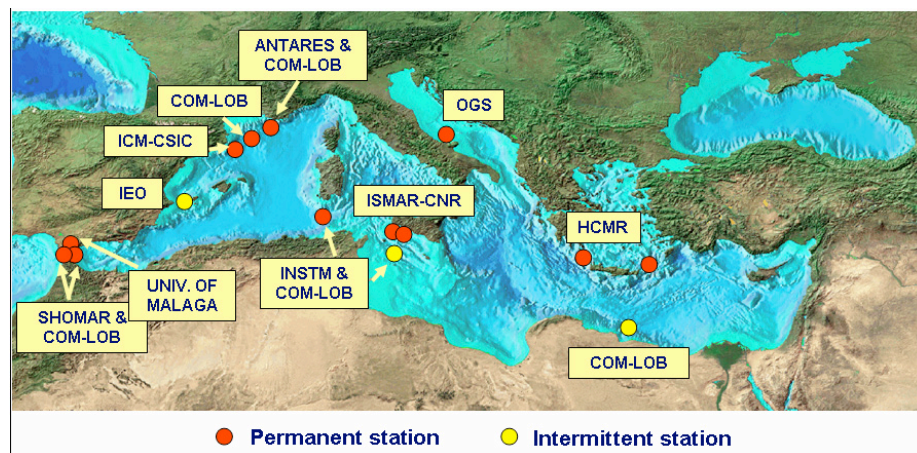


Figure 3.23

Illustration représentant le réseau des stations CTD du programme HydroChanges.

Ces collaborations, qu'elles soient locales, nationales ou européennes, ont permis de consolider les partenariats afin d'anticiper l'avenir des grands observatoires sous-marins. Par exemple, le réseau d'excellence ESONET a pour but de promouvoir l'implémentation d'un réseau d'observatoires sous-marins multidisciplinaires autour de l'Europe, regroupant aussi bien les infrastructures câblées qu'autonomes, celles étudiant le fond marin que celles sensibles à toute la colonne d'eau.

3.4.2 Les projets AAMIS et ALBATROSS

La plate-forme ANTARES est surtout un observatoire profond du point de vue océanologique, c'est-à-dire fournissant des mesures de 2000 à 2500 mètres de profondeur. La compréhension globale des phénomènes doit donc s'accompagner de la mesure de paramètres sur l'ensemble de la colonne d'eau.

3.4.2.1 Le projet AAMIS

C'est ainsi qu'est né le projet AAMIS (Around Antares : Multidisciplinary Integrated Sciences, PIs : S. Escoffier & C. Tamburini), soutenu par le Fonds d'Intervention de l'Université de la Méditerranée et doté d'un budget de 130 keuros (2009-2010). Le but était d'une part de développer techniquement de nouveaux instruments, et d'autre part de les valoriser scientifiquement pour un suivi environnemental sur une hauteur d'eau de 2000 mètres. Ce programme est axé autour de quatre thématiques : l'océanologie (CTD, courantomètre), la bioluminescence (microbiologie, caméra cf. §3.4.1.2), le développement et la validation de nouveaux capteurs comme le IODA₆₀₀₀ (cf. §3.4.1.1) ou le détecteur NaI (cf. §3.2.2.2) et l'étude de la dégradation des hydrocarbures en milieu profond. Cette ligne de

mouillage était initialement prévue d'être autonome, pour, à terme, être connectée à la Boîte de Jonction Secondaire d'ANTARES. La Boîte de Jonction Secondaire est un projet soutenu par l'IFREMER, qui a été installée et connectée à la Boîte de Jonction (JB) d'ANTARES en octobre 2010. Elle nécessite une sortie de la JB, pour offrir jusqu'à six entrées.

3.4.2.2 *Le projet ALBATROSS*

Puis j'ai participé au montage du projet ALBATROSS (Autonomous Line with a Broad Acoustic Transmission for Research in Oceanography and Sea Sciences). En effet, le détecteur ANTARES est un observatoire câblé, ce qui présente l'énorme avantage d'une transmission en temps réel des données. Pour les sciences associées, cet aspect peut être primordial pour certains types d'instruments, typiquement des capteurs sismiques intégrés à un système d'alerte de tsunami. Pour d'autres types d'instruments, l'accès en temps réel aux données permet le contrôle de la qualité de la prise de données, et donc de pouvoir interagir dès qu'un problème survient, impliquant soit une intervention software, soit une intervention de récupération en mer. L'autre intérêt du temps réel ou quasi temps réel est de pouvoir réaliser des campagnes océanographiques opportunes, c'est-à-dire lors d'un événement particulier exceptionnel par exemple. En revanche, l'inconvénient de l'observatoire câblé, ou plus exactement des éléments câblés (lignes instrumentales par exemple), est qu'il nécessite des opérations de connexions sous-marines, avec des sous-marins ou des ROV. Ces opérations sont rapidement onéreuses, et engendrent souvent de grands temps d'attente pour l'intervention, dus à la grande demande, et donc à la faible disponibilité, de ces engins. Une solution consisterait donc à profiter de la transmission temps réel des données tout en s'affranchissant de la récurrence des opérations de connexions sous-marines.

Le projet ALBATROSS fait suite à un appel d'offre d'ESONET sur les observatoires câblés en 2009. L'idée est de profiter d'une connexion temps réel ou quasi temps réel des données, sans l'inconvénient des connexions ou des opérations sous-marines. Dans ce but, une ligne à vocation multidisciplinaire inclurait une série d'instruments autonomes, qui communiqueraient leurs données par transmission acoustique à un modem connecté à la Boîte de Jonction Secondaire d'ANTARES, comme schématisé sur la Figure 3.24. Les senseurs de la ligne autonome ALBATROSS sont financés par le projet AAMIS, la construction, le déploiement et la connexion de la Boîte de Jonction Secondaire à la Boîte de Jonction Principale d'ANTARES sont financés par un programme ANR conduit par l'IFREMER, et enfin toute la R&D, construction, mise en place et validation de la transmission acoustique soutenues par le fonds ESONET d'un montant qui s'élève à 220 keuros, pour la période 2010-2011, géré en partenariat avec plusieurs laboratoires dont le COM, la DT-INSU¹⁹, le CPPM et le LNS de l'INFN²⁰.

Dans le cadre de ce projet, ou des projets ultérieurs qui suivront, il s'agira de définir la puissance et la gamme de fréquence des modems acoustiques, en gérant le compromis entre la portée de l'émission acoustique et la non perturbation acoustique vis-à-vis des modems AMADEUS déjà installés sur les lignes ANTARES ou la nuisance sonore vis-à-vis des mammifères marins. A l'heure actuelle, il est envisagé d'obtenir une portée de quelques kilomètres entre le modem acoustique branché sur la BJS et la ligne autonome. D'autre part, il faudra définir la fréquence et la durée de transmission des données, en sachant que le but n'est pas forcément de transmettre toutes les données de la ligne AUTONOME à terre, mais uniquement les informations essentielles à la vérification d'une bonne acquisition des données par les instruments embarqués. On s'oriente actuellement vers une communication journalière, et l'ensemble des données transmises ou non seront conservées dans des mémoires embarquées. L'ensemble de ces études sera mené par la DT-INSU, en collaboration avec le COM et le CPPM.

¹⁹ La Division Technique de l'INSU basé à La Seyne-sur-Mer

²⁰ L'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Sud de Catania, Italia

L'ambition de ces projets est de démontrer la faisabilité d'une communication temps réel des données avec une ligne autonome. Cette ligne autonome peut être récupérée tous les 2-3 mois pour rajouter des sondes, ou encore vérifier la non dérive des instruments par des procédures de calibration. Les perspectives futures seraient de déployer tout un réseau de lignes autonomes en communication avec le modem acoustique, permettant d'une part de mesurer et surveiller les paramètres hydrologiques et biologiques dans l'espace tridimensionnel, et d'autre part de faciliter la mise en place de tests, par exemple à but industriel. Ce projet s'inscrit naturellement dans un cadre plus général, et en particulier dans une infrastructure telle que proposée dans le cadre du projet KM3NeT.

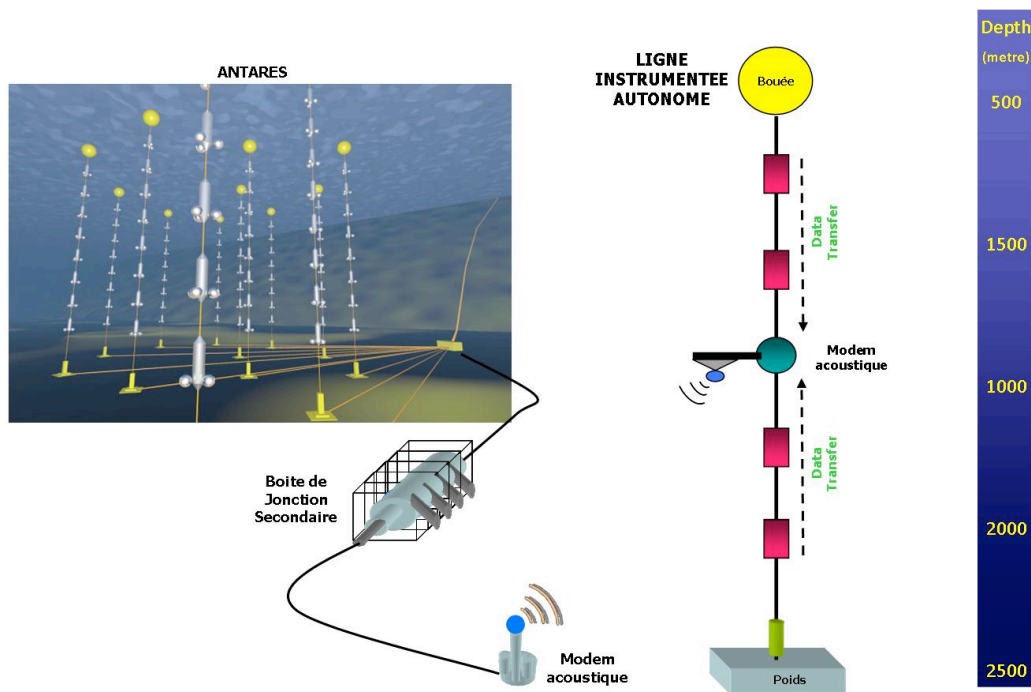


Figure 3.24

Schéma représentant la ligne autonome ALBATROSS en communication acoustique avec un modem connecté à la Boîte de Jonction Secondaire.

3.4.3 Conclusions et perspectives

A moyen terme, le projet MEUST (Mediterranean Eurocenter for Underwater Sciences and Technologies) constitue une étape intermédiaire vers le futur projet KM3NeT en synergie avec EMSO (European Multidisciplinary Seafloor Observation, Phase Préparatoire, projet FP7, [255]). Ce projet est orienté vers la réalisation d'un observatoire câblé en milieu profond, incluant l'installation d'un câble grand fond et une série de boîtes de jonction pour développer un véritable réseau sous-marin de connexions. La phase I du projet (2010-2013) comporte en outre la conception et la réalisation de lignes de détection prototypes pour KM3NeT, ainsi qu'une ligne instrumentale qui pourrait être basée sur la transmission acoustique, si la technologie est validée, voire sur un réseau tridimensionnel de senseurs océanographiques disposés sur plusieurs lignes de plusieurs centaines de mètres de hauteur. Enfin MEUST prévoit la construction d'une toute nouvelle station de contrôle, avec des bâtiments dédiés aussi bien à l'astronomie neutrino qu'aux sciences environnementales. La phase II du projet (2013-2016) concernera le déploiement de l'observatoire à proprement dit, avec la fabrication de 50 lignes de détection.

Un observatoire de la mer comme ANTARES constitue donc une plate-forme multidisciplinaire permettant d'instrumenter aussi bien la colonne d'eau que le milieu profond. Sur le site ANTARES, au niveau local, le but est de monitorer l'ensemble des paramètres hydrologiques et biologiques sur une maille tridimensionnelle, afin de pouvoir étudier et décorrélérer les effets spatiaux des effets temporels. Sur le plan européen, voir international, un tel observatoire pourrait être considéré comme un nœud appartenant à un réseau beaucoup plus général, et ne serait plus qu'une brique dans la compréhension globale des phénomènes mis en jeu. Dans cette optique, une des nécessités est de standardiser l'ensemble des observatoires mondiaux, tel que le recommande par exemple le réseau d'excellence ESONET [256]. L'objectif est de faciliter la transmission et l'échange des données entre stations, en uniformisant aussi bien les équipements que les techniques de calibration desdits instruments, que le développement d'outils communs et l'adaptation à une communauté d'utilisateurs. Cette étape passe par exemple par la gestion d'une base de données, avec définition des données, des méta-données et des fréquences d'échantillonnage, avec interface web pour la récupération et la visualisation automatique des données. Une telle opportunité de standardisation au sens large permettra à terme de mieux cerner les phénomènes locaux et de les inscrire dans un contexte global, dans le cadre par exemple des changements climatiques mondiaux.

Chapitre 4

La sélection et la reconstruction des événements

4.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données.....	77
4.2 Le nouveau système de déclenchement T3.....	83
4.3 La reconstruction des événements	93
4.4 Confrontation aux données	98

La stratégie d'acquisition des données ANTARES est basée sur le « all data to shore », c'est-à-dire que l'ensemble des données est rapatrié à la station à terre située à La Seyne-sur-Mer (83), avant d'être présélectionné pour le stockage. Cette implémentation permet de minimiser la perte de signal physique, car différentes méthodes de sélection des données peuvent être appliquées selon des analyses spécifiques, mais ces dernières doivent aussi tenir compte de la nuisance due à la bioluminescence. Les algorithmes de sélection des données vont donc conditionner quantitativement et qualitativement les données qui seront sauvegardées, et reconstruites ultérieurement pour les analyses. Ceci implique que toutes les données qui ne passent pas ces critères de sélection seront définitivement perdues.

Ce chapitre résume toutes les études que j'ai menées sur le développement d'une nouvelle sélection de données, appelée trigger. Ces nouveaux algorithmes, basés sur des grappes de coïncidences locales que nous définirons par la suite, ont été choisis selon un compromis entre l'efficacité de sélection des événements neutrinos et la pureté vis-à-vis des événements fortuits résultants de la bioluminescence. Je montrerai ensuite comment cette nouvelle sélection de données se compare aux autres sélections développées par d'autres membres de la collaboration ANTARES. Le gain en efficacité de ces nouveaux triggers est de l'ordre de 30% à 60% par rapport au trigger standard d'ANTARES, pour un flux typique de neutrinos cosmiques. Implémenté dans la chaîne d'acquisition ANTARES en février 2008, l'un de ces triggers constitue aujourd'hui un des deux triggers standard d'ANTARES. Je discuterai également du gain en efficacité attendu après reconstruction des événements, puis je conclurai avec des études faites à partir des données.

4.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données

Cette section détaille le système d'acquisition et de déclenchement du télescope ANTARES, avec une introduction au concept du *all-data-to-shore* [257], et un accent particulier porté sur la définition des triggers tels qu'utilisés à ce jour. Nous concluons sur les stratégies d'acquisition adoptées en cas de périodes de forte bioluminescence.

4.1.1 Le concept du all-data-to-shore (niveau 0)

Lorsqu'un muon traverse le détecteur, il émet, par rayonnement Cherenkov, des photons le long de sa trajectoire. Certains de ces photons sont détectés par les photomultiplicateurs, qui convertissent le signal lumineux en signal analogique. Le signal analogique est alors transmis à une carte ARS (Analog Ring Sampler, [258]), qui agit, entre autres, comme un comparateur : un hit est défini dès que l'amplitude du signal est supérieure à un seuil, appelé seuil bas. Il s'agit du trigger de niveau 0, dit L0, et la valeur du seuil bas vaut par défaut 0.3 photon-électrons (pe).

En version standard d'acquisition (mode SPE), qui est la seule qui nous préoccupe dans ce chapitre, à chaque hit est associé son timestamp (temps du hit) et sa charge intégrée. La stratégie du *all-data-to-shore* consiste alors à envoyer tous ces hits directement à la station à terre de la Seyne-sur-Mer, via 40 km de fibres optiques, sans autre filtrage.

En pratique, deux puces ARS assurent le traitement d'un Module Optique (OM), en alternance, afin de réduire le temps mort. Tous les hits des six ARS sont envoyés à la carte d'acquisition (DAQ) de l'étage, qui regroupe les hits par ARS en paquets²¹ de 104.8576 ms appelés frames. Les frames sont ensuite envoyées au MLCM (Master Local Control Module) du secteur qui regroupe 5 étages, comme schématisé sur la Figure 4.1. La carte DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexer) du MLCM convertit ces données en signal numérique, puis les transmet grâce à sa connexion Ethernet gigabit au pied de ligne SCM (String Control Module), à une longueur d'onde dédiée, dépendante du secteur, comprise entre 1547 et 1561 nm. Le SCM combine par multiplexage les signaux des cinq secteurs et de lui-même pour les envoyer par une seule fibre optique aux fermes de calcul de l'Institut Michel Pacha, via la Boîte de Jonction.

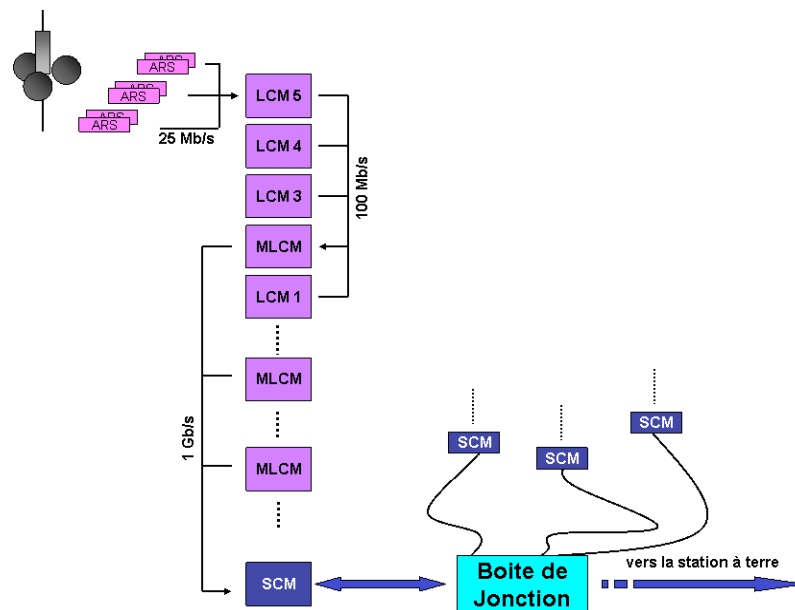


Figure 4.1

Schéma de la transmission des données L0 jusqu'à la station à terre.

²¹ La durée de la frametime valait 13.1072 ms jusqu'à mars 2006, et 104.8576 ms depuis.

4.1.2 Le trigger de niveau 1

Dès que les signaux arrivent à terre, ils sont démultiplexés. Le but consiste alors à regrouper l'ensemble des données de toutes les lignes et tous les étages, issues de la même période de 104 ms. Un ensemble de processeurs fonctionnent en parallèle, et attendent les frames des différents ARS pour former une timeslice, qui n'est autre qu'un conteneur comportant une liste de frames. Afin d'éviter d'éventuels engorgements de réseau, une stratégie de temporisation de données, basée sur le concept du *barrel shifter*, a initialement été mise en place [259]. Il s'agit de limiter le nombre de connexions simultanées à un même PC, en introduisant un retard dans le temps d'arrivée des frames, comme illustré sur la Figure 4.2. En 2007 a été introduite une couche supplémentaire [260], des Time Slice Routers (TSR), qui reçoivent directement les frames et se chargent de les redistribuer aux PC cibles. Ce nouveau schéma permet en effet à chaque LCM de toujours communiquer avec le même interlocuteur, en limitant son nombre de connexions réseaux qui paralysait l'acquisition.

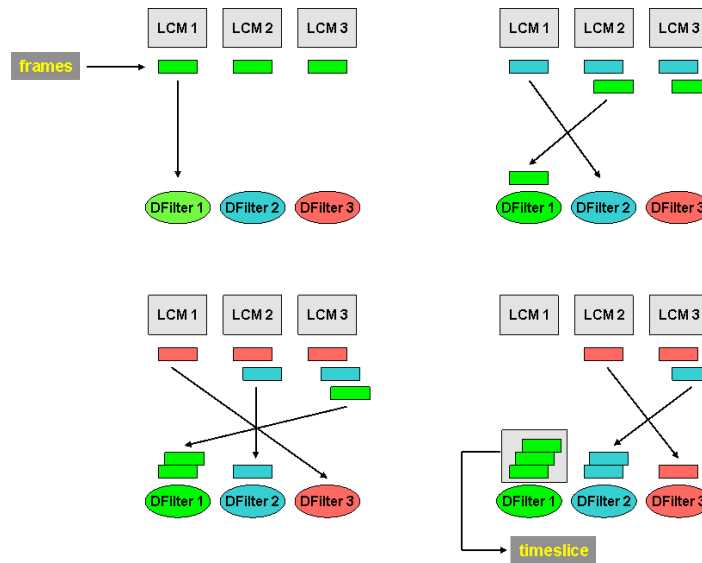


Figure 4.2

L'ensemble des frames d'une même timeslice sont envoyées à un même PC, et l'engorgement des connexions est contrôlé grâce à une transmission retardée.

Les données rangées sous forme de frames dans une même timeslice sont ensuite traitées par le programme DataFilter, qui va rechercher les événements physiques grâce à des algorithmes de sélection des données.

La première étape concerne la recherche de coïncidences locales, appelées les hits de niveau 1 (L1). Ils sont définis dès que deux hits L0 du même étage sont en coïncidence temporelle à 20 ns, ou par un hit de large amplitude, supérieure au seuil haut, qui vaut typiquement 3 pe.

La seconde étape met en jeu des algorithmes de recherche plus élaborés, qui peuvent utiliser soit les hits L0, soit les hits L1, soit une combinaison des deux. Ces logiques de filtrage de données sont décrites ci-dessous.

4.1.3 Les algorithmes de sélection des données (niveau 2)

Il existe une petite dizaine d'algorithmes de trigger différents sur ANTARES, mais seuls quelques-uns sont couramment utilisés. On distinguera ici les triggers standard, utilisés par défaut quelque soient les conditions de bioluminescence, et les triggers alternatifs, qui permettent d'augmenter l'efficacité de sélection pour certaines analyses, en conditions calmes de bioluminescence. On peut noter dès à présent que plusieurs logiques de trigger peuvent être appliquées simultanément aux données, avec une traçabilité des logiques ayant

déclenchées l'événement. Ici sont données les définitions des logiques de déclenchement telles qu'elles sont utilisées aujourd'hui sur ANTARES.

4.1.3.1 Les triggers standards

Les deux triggers standard actuels d'ANTARES sont les logiques directionnelle (3N) et de grappes (T3). Nous rappelons cependant ici la logique 3D, prédécesseur du 3N.

- **La logique 3D**

La logique de déclenchement 3D a été le premier algorithme utilisé sur ANTARES, jusqu'en novembre 2007²² où il a été définitivement retiré de l'acquisition standard, quelques jours avant la connexion des lignes 6 à 10 du détecteur.

Le trigger 3D [261] recherche un minimum de N hits L1 sur l'ensemble du détecteur en coïncidence temporelle, dans un intervalle de 2.2 μ s correspondant approximativement au temps mis par un muon pour traverser le détecteur (500 m). La valeur N est définie par le paramètre *numberOfHits*, et vaut typiquement N=5. Il vérifie de plus que chaque couple de hits L1 pris deux à deux vérifie la relation de causalité suivante :

$$\Delta t_{ij} \leq \frac{d_{ij}}{c/n} + 20 \text{ ns} \quad (4.1)$$

où Δt_{ij} et d_{ij} sont respectivement les différences en temps et les distances spatiales entre les hits i et j, et où c/n représente la vitesse de la lumière dans le milieu d'indice n. Le dernier terme (20 ns) exprime l'incertitude sur la position des étages, la calibration en temps et la diffusion de la lumière.

- **La logique 3N**

La logique de déclenchement 3N, appelée aussi 3Dscan, a été introduite dans l'acquisition en septembre 2006²³, appliquée en parallèle de la logique 3D jusqu'en 2007, puis par défaut après.

L'algorithme de déclenchement 3N [262] est donc le successeur du 3D, basé au départ sur les mêmes conditions. Mais, dans le but de diminuer drastiquement le bruit de fond comme nous le verrons plus loin, cet algorithme impose de plus que les hits L1 soient tous reliés causalement entre eux selon au moins une direction donnée, parmi un ensemble de directions balayées (scan), typiquement de 0° à 180°, par pas de 10° en zénith et azimut.

- **La nouvelle logique de type T3**

La motivation initiale pour une proposition [263] d'une nouvelle logique de déclenchement était basée sur la dépendance du taux de fuite d'un trigger tel que le 3D en fonction du taux de bioluminescence, dépendance qui devenait catastrophique avec un détecteur de 12 lignes. L'idée ambitieuse sous-jacente était aussi d'améliorer l'efficacité de sélection des données.

C'est dans ce contexte que j'ai proposé deux nouvelles logiques de déclenchement [264], basées sur des grappes de coïncidences locales. Une grappe T2 est définie lorsque deux hits L1 situés sur deux étages adjacents sont détectés en coïncidence temporelle, dans un intervalle Δt . Une grappe T3 est définie dès que deux hits L1 sont en coïncidence temporelle sur deux étages adjacents (à Δt) ou sur deux étages voisins d'un même étage (à $2\Delta t$). Les logiques de déclenchement NT2 ou NT3 requièrent N grappes T2 ou T3 dans l'ensemble du détecteur, comprises dans un intervalle de 2.2 μ s, avec au moins (N+1) étages touchés.

La logique 2T3 a été mise en place dans l'acquisition *on-line* des données depuis février 2008²⁴, et est appliquée en parallèle de la logique 3N depuis. Elle exige au moins 2 grappes

²² Voir révision 1.88 (28/11/2007) du fichier dfilter.cc

²³ Voir révision 1.53 (22/09/2006) du fichier dfilter.cc

T3 définies par un intervalle entre étages à ± 100 ns (Δt) si les étages sont contigus, et à ± 200 ns ($2\Delta t$) si les étages sont espacés d'un étage. Cette logique est non exclusive, ce qui signifie qu'un même hit L1 peut contribuer à deux grappes T3.

4.1.3.2 Les triggers alternatifs

En période calme de bioluminescence, des logiques complémentaires peuvent être actionnées. Il s'agit de la logique 1T2 issue des logiques T3, du trigger du Centre Galactique (MX), du trigger TQ et enfin du trigger pour les monopoles magnétiques, introduit ici mais surtout utile pour l'étude menée dans le Chapitre 5 (cf. §6.3.2).

- **La nouvelle logique 1T2**

Dans le même contexte que la logique T3, la logique 1T2 requiert deux hits L1 situés sur deux étages adjacents. La logique 1T2 est utilisée plus épisodiquement, car elle contient intrinsèquement un taux d'événements fortuits important. Elle impose seulement une grappe T2 n'importe où dans le détecteur, où le temps Δt est défini à ± 70 ns. Pour des raisons évoquées par la suite, un seuil limite maximum a été imposé²⁵ sur le nombre de hits L1 par étage, qui inhibe l'étage dès que le seuil est atteint.

- **La logique MX (Galactic Center)**

La logique MX [262] fait appel à une combinaison de hits L0 et de hits L1. Typiquement, le nombre minimum de hits L0 recherchés est 5, et le nombre de hits L1 de 1 ou 2. Cette logique requiert en outre une direction, selon laquelle seront vérifiées les conditions de déclenchement. A partir du hit L1 sont calculées les distances transverses de l'ensemble des hits L0 selon la direction donnée, qui doivent être inférieures au paramètre `roadWidthL0`. Puis sont appliquées des relations de causalité entre les hits, toujours selon la même direction privilégiée.

Le trigger Galactic Center (GC) utilise la logique de déclenchement MX, à partir de la direction du Centre Galactique vu par ANTARES au moment de la prise de données, avec comme valeur par défaut 5 hits L0 et 1 hit L1. Ce trigger est utilisé pendant les périodes calmes de bioluminescence.

- **La logique TQ**

Cette logique a été développée et mise en place au mois d'avril 2009. Elle est basée sur la logique de déclenchement MX, avec par défaut un nombre minimum de 4 hits L0 et 2 hits L1 recherchés. Sa seconde particularité réside dans le fait que le trigger TQ recherche les conditions de sélection non pas pour une direction donnée, mais pour un ensemble de directions, de 0° à 80° par pas de 10° en zénith et azimuth. Il est un peu la réponse aux logiques de déclenchement de type T3 développées entre temps par le CPPM.

- **La logique de déclenchement 3S**

Enfin je citerai ici la logique de déclenchement 3S [265] qui est dédiée à l'étude des monopôles magnétiques sous le seuil Cherenkov ($\beta < 0.74$). Basée sur la logique de déclenchement 3N, l'algorithme 3S requiert au moins 7 hits L1, avec une relation de causalité entre chaque couple de hits adaptée à une détection de particules lentes, et une relation de causalité globale obtenue pour au moins une direction donnée, suite à une boucle sur un ensemble de directions. Cependant, une étude [266] menée par mon étudiant a montré que les logiques de déclenchement de type T3 sont plus efficaces que celle du 3S, même pour les particules lentes. Ainsi la logique 3S n'a jamais été appliquée aux données.

²⁴ Voir révision 1.94 (20/02/2008) du fichier `dfilter.cc`

²⁵ Depuis février 2009.

4.1.4 La définition d'un événement Physique

Dès que les données vérifient les conditions d'une logique de déclenchement activée, un *Événement* est déclaré. Dans ce cas, tous les hits L0 appartenant à une fenêtre en temps définie à $\pm 2.2 \mu\text{s}$ autour de l'*Événement*, tel qu'illustré par la Figure 4.3, sont conservés et enregistrés sur disque. Cet ensemble de hits L0 compris dans une fenêtre de plus de $4.4 \mu\text{s}$ est appelé le *snapshot*. Tous les autres hits L0 et L1 de la timeslice qui n'ont pas vérifié de logique de déclenchement sont définitivement perdus. D'où l'importance des logiques de déclenchement appliquées aux données.

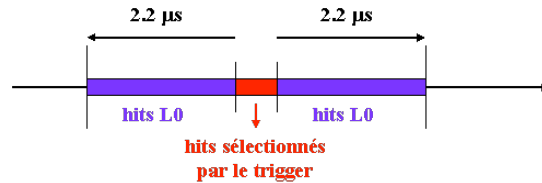


Figure 4.3

Schéma définissant l'intervalle temporel d'un événement sélectionné par un algorithme de sélection de données.

Qu'il y ait une ou plusieurs logiques de déclenchement appliquées aux données, une fusion des événements est réalisée juste avant la définition de l'intervalle du *snapshot*. Cette fusion intervient si deux événements, issus de la même logique ou non, se chevauchent en temps (méthode overlap). La superposition de deux événements est définie dès que les temps minimum et maximum du premier événement sont inclus tous deux dans l'intervalle $[t_{\min} - 2.2\mu\text{s}; t_{\max} + 2.2\mu\text{s}]$ du second événement, comme illustré sur la Figure 4.4. L'événement résultant est défini par les temps minimaux et maximaux des deux événements, et le *snapshot* est fixé à $\pm 2.2 \mu\text{s}$ autour de ces nouvelles valeurs. Si ces deux événements initiaux sont originaires de deux logiques de déclenchement différentes, alors le nouvel événement est signalé comme ayant été déclenché par les deux logiques concernées, ainsi que par la logique Merged.

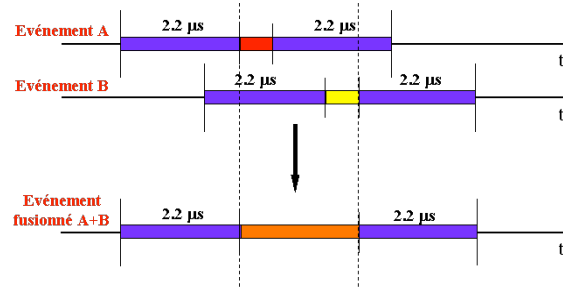


Figure 4.4

Principe de la fusion des événements dans le cas d'un chevauchement temporel.

Ainsi les seules données enregistrées sur disque et qui seront utilisées pour les analyses sont les événements physiques tels que nous venons de les définir. Chaque événement avec son ensemble de hits sera par la suite exploité par les outils de reconstruction de traces. Cependant, en plus de ce cadre général d'acquisition de données, il existe deux exceptions, qui concernent le cas des *raw data* pour les études de sursauts gamma, et le minimum biais, dont une brève description est donnée ci-dessous.

4.1.4.1 Le cas de la sélection des événements GRB

Il existe sur ANTARES un cas particulier d'acquisition des données. En effet, ANTARES est relié au réseau mondial d'alertes des sursauts gamma (cf. §5.2). Pour ces objets transitoires sources potentielles de neutrinos, une acquisition dédiée a été mise en

place, qui consiste à stocker toutes les données brutes, c'est-à-dire l'ensemble des hits L0 de tout le détecteur, pendant une durée de deux minutes [267]. Afin de tenir compte des délais de transmission des alertes, entre la détection d'un sursaut gamma par un satellite et la réception par ANTARES, les données brutes (les timeslices) sont temporisées dans une mémoire tampon. Dès qu'une alerte est reçue, les données sont dupliquées, pour à la fois passer les conditions de déclenchement des niveaux 1 et 2, et à la fois être stockées comme données brutes. Ces données brutes dites GRB, au-delà de leur utilité pour la recherche de neutrinos en provenance des sursauts gamma, sont aussi un outil idéal pour tester et comparer les logiques de déclenchement de façon *off-line*.

4.1.4.2 Le minimum biais

Enfin, il existe un trigger de biais minimum, qui enregistre une microseconde de données une fois par seconde. Ces données permettent par exemple de vérifier les calibrations du détecteur, en s'affranchissant de la définition des événements physiques.

4.1.5 L'acquisition en période de forte bioluminescence

Comme nous l'avons vu au Chapitre 3, certaines périodes d'acquisition de données d'ANTARES ont été le siège d'une forte activité bioluminescente. En réalité, jusqu'à des taux d'une centaine de kHz, la bioluminescence n'entrave pas dramatiquement la reconstruction des événements, puisque ces derniers sont recherchés sur des périodes de $2.2 \mu\text{s}$ selon les stratégies de déclenchement décrites plus haut. En revanche, des taux de comptage de plusieurs centaines de kHz commencent à poser des difficultés. Initialement, un des symptômes a concerné la bande passante des données, entre le détecteur et la station à terre. Mais une forte activité biologique entraîne aussi des taux de déclenchement élevés au niveau trigger, et un équilibre est à trouver entre l'efficacité de détection et le taux de fortuits, compromis établi par la quantité de données à stocker sur disque.

- **Le sampling**

Afin de réduire la quantité de données envoyées à terre, un mode d'acquisition spécial avait été mis en place dès 2006, appelé le sampling. Pour une valeur N de sampling, alors une timeslice sur N consécutives²⁶ était envoyée à l'IMP. Mais cette acquisition particulière, instaurée suite à des engorgements réseaux, impliquait un temps mort énorme, de 50% pour une valeur $N=2$, à 87% pour $N=8$! Ce mode n'a plus été utilisé depuis 2007, lorsque le problème d'engorgement des données a finalement été résolu par la nouvelle architecture du *Time Slice Routing* décrit au §4.1.2.

- **Le High Rate Veto**

Toujours dans l'optique de réduire un flot de données parfois inutile, un veto sur le taux de comptage de chaque photomultiplicateur a été introduit dans l'acquisition. Dès que le taux de comptage sur la durée d'une timeslice dépasse le High Rate Veto (HRV), typiquement ajusté à 400 kHz, alors tous les hits sont effacés et seule l'information du nombre de hits total des deux ARS incriminés est envoyée. Une telle frame est alors étiquetée Xoff. Ce dispositif permet de s'affranchir principalement des bursts de bioluminescence.

- **La stratégie d'acquisition des données**

Aujourd'hui, la stratégie d'acquisition des données sur ANTARES est définie selon les taux de comptage moyens sur les photomultiplicateurs. En dessous de 150 kHz, l'ensemble des logiques de déclenchement sont activées, soit les algorithmes $3N+2T3+GC+TQ+1T2$. Entre 150 et 400 kHz seules les logiques $3N$ et $2T3$ sont activées. Au-dessus de 400 kHz, les gains des photomultiplicateurs sont abaissés par une réduction des hautes tensions.

²⁶ Valable aussi pour des valeurs non entières de N , où le pourcentage de timeslices envoyées est $1/N$. Ainsi, pour $N=1.2$ par exemple, alors 5 timeslices sur 6 sont envoyées à terre.

4.2 Le nouveau système de déclenchement T3

Jusqu'à présent a été décrite l'acquisition des données telle qu'elle est appliquée sur ANTARES. Je vais maintenant introduire les études qui m'ont menée à l'élaboration et au choix de nouvelles logiques de sélection de données. L'idée initiale était de développer une nouvelle sélection de données basée sur des grappes de coïncidences locales (hits L1). On rappelle ici qu'une grappe T2 est définie dès que deux hits L1 situés sur deux étages adjacents sont détectés en coïncidence temporelle, dans un intervalle $\Delta t = 100$ ns. Une grappe T3 est définie dès que deux hits L1 sont en coïncidence temporelle sur deux étages adjacents (à Δt) ou sur deux étages voisins d'un même étage (à $2\Delta t$), comme l'exemple donné Figure 4.5. Les logiques de déclenchement NT2 ou NT3 requièrent N grappes T2 ou T3 dans l'ensemble du détecteur, comprises dans un intervalle de $2.2 \mu s$, avec au moins (N+1) étages touchés. Les études que j'ai menées ont donc concerné les triggers génériques NT2 et NT3 en terme de taux de fortuites et d'efficacité de sélection, à partir de données simulées. Je montrerai pourquoi les deux logiques retenues sont le trigger 2T3, utilisé aujourd'hui de façon standard sur ANTARES, et le trigger 1T2, utilisé en cas de faible activité bioluminescente.

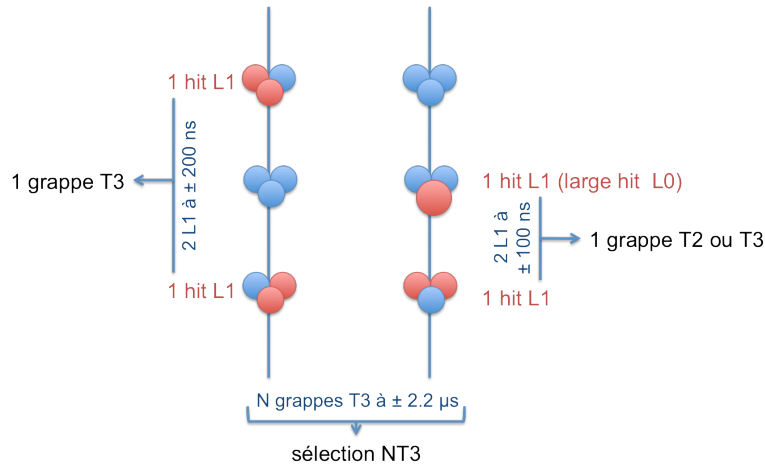


Figure 4.5

Illustration d'une grappe T3 définie à partir de deux hits L1 situés sur deux étages parmi trois étages adjacents. La sélection NT3 requiert N grappes T3 dans l'ensemble du détecteur et dans une fenêtre en temps de $2.2 \mu s$.

4.2.1 Les taux de fortuites ou la pureté des événements

Tout algorithme de sélection de données génère des faux événements dits accidentels, dus à la combinaison aléatoire des hits provenant du bruit de fond (potassium 40 et bioluminescence). Ce taux d'événements fortuits dépend donc du bruit de fond, mais avec une loi de puissance qui n'est pas la même selon l'algorithme considéré.

La première étape dans la validation des nouveaux algorithmes de type T3 a donc consisté à vérifier les taux de fortuits attendus et à les comparer à ceux des autres algorithmes déjà existants, en l'occurrence les logiques 3D et 3N. Il est possible, dans un premier temps, de calculer la combinatoire associée aux différentes logiques de déclenchement, sans pouvoir tenir compte, cependant, des relations de causalité inhérentes à certaines d'entre elles.

La recherche de coïncidence temporelle de k objets parmi n peut s'écrire :

$$R_k = n C_{n-1}^{k-1} \frac{(R_0 T)^k (1 - R_0 T)^{n-k}}{T} \approx k C_n^k R_0^k T^{k-1} \quad (4.2)$$

où le coefficient binomial C_n^k est défini par :

$$C_n^k = \frac{n!}{(n-k)!k!} \quad (4.3)$$

et où R_0 et T sont respectivement le taux de comptage sur chaque objet n et la largeur temporelle de coïncidence. Le taux d'événements fortuits du à la coïncidence de deux hits sur deux OM parmi trois du même étage, à ± 20 ns, s'écrit alors :

$$R_1' = 2 \times 3R_0^2 T_1 \quad \text{avec } T_1 = 20 \text{ ns} \quad (4.4)$$

Pour obtenir le taux de fortuits au niveau du trigger de niveau 1, il est nécessaire de rajouter la contribution des hits de large amplitude, qui peut s'exprimer comme :

$$R_1'' = 3R_0 P_A \quad (4.5)$$

où P_A est la probabilité qu'un hit de charge 1 pe soit détecté au-dessus d'un seuil A ($=3$ pe).

Le taux moyen d'événements accidentels au niveau des hits L1 vaut, par étage :

$$R_1 = R_1' + R_1'' \quad (4.6)$$

Pour un algorithme de déclenchement de type 3D qui recherche une combinaison de cinq hits L1 n'importe où dans le détecteur, le taux d'accidentels s'écrit alors :

$$\begin{aligned} R_{3D} &= 5C_N^5 R_1^5 T_2^4 \quad \text{avec } T_2 = 2.2 \mu\text{s} \\ &\approx \frac{N^5}{24} R_1^5 T_2^4 \end{aligned} \quad (4.7)$$

où N est le nombre d'étages du détecteur. Pour un algorithme de déclenchement de type 1T2, le taux de fortuits dans le détecteur s'écrit :

$$R_{1T2} \approx 2N R_1^2 T_3 \quad \text{avec } T_3 = 100 \text{ ns} \quad (4.8)$$

tandis que pour une logique 1T3, il vaut :

$$\begin{aligned} R_{1T3} &\approx 2N R_1^2 T_3 + 2N R_1^2 (2T_3) \\ &\approx 6N R_1^2 T_3 \end{aligned} \quad (4.9)$$

En fait, la logique de trigger développée autour des grappes T2 et T3 est une logique générique, qui permet de définir tout un ensemble de sous-logiques de type $[K]T[X]$, où K est le nombre de grappes dans la fenêtre en temps de $2.2 \mu\text{s}$ et X est le nombre d'étages adjacents sur lesquelles la recherche de deux hits L1 est appliquée. Ainsi il était possible de tester un certain nombre de configurations, et de choisir les meilleures en termes de pureté et d'efficacité. Le taux d'événements accidentels pour ces logiques génériques s'écrit alors :

$$R_{KTX} = K C_N^K \left(\frac{R_{1TX}}{N} \right)^K T_2^{K-1} \quad \text{avec } K > 1 \quad (4.10)$$

Ce qui donne par exemple pour la logique 2T3 : $R_{2T3} \approx R_{1T3}^2 T_2 = 36N^2 R_1^4 T_3^2 T_2$

Ces tendances sont représentées sur la Figure 4.6 en fonction du taux de comptage individuel sur chaque photomultiplicateur, pour six logiques de déclenchement ; 3D, 1T2, 2T2, 1T3, 2T3 et 3T3. La valeur de la probabilité P_{3pe} a été prise égale à $P_{3pe} = 0.0003$. A 50 kHz de bruit de fond, le taux de fortuits est négligeable (< 0.01 Hz) pour les logiques 2T2, 2T3 et 3T3, tandis qu'il est de quelques dizaines de Hz pour les logiques 1T2, 1T3 et 3D. A 100 kHz, le taux de fortuits est toujours négligeable pour 2T2, 2T3 et 3T3 (< 0.2 Hz), vaut quelques centaines de Hz pour les logiques 1T2 et 1T3, mais est de l'ordre de 10 kHz pour la logique 3D. A 150 ou 200 kHz, le taux de fortuits est toujours négligeable pour 3T3, de quelques Hz pour 2T2, de quelques dizaines de Hz pour 2T3, de quelques kHz pour 1T2 et 1T3, et de plusieurs MHz pour la logique 3D. Cette inflation de la logique 3D provient du fait que le taux de fortuits dépende de R_0^{10} , tandis que les autres logiques ont une dépendance

plus faible. Cependant, la logique 3D ne se limite pas réellement à une combinaison de 5 hits L1 répartis dans le détecteur, mais inclut des relations de causalité entre hits, difficiles à évaluer, mais qui limitent certainement le taux de fortuits attendus.

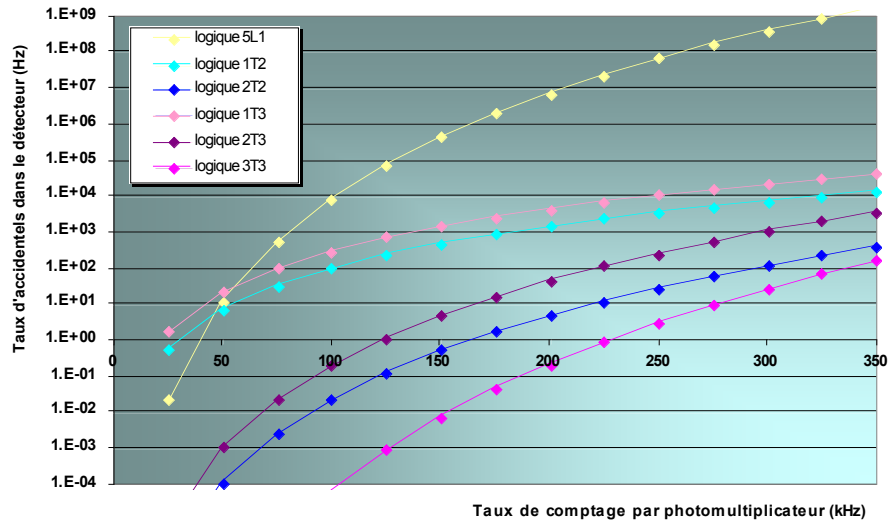


Figure 4.6

Taux d'événements fortuits obtenus analytiquement, en fonction du taux de bruit de fond sur les photomultiplicateurs, pour différentes logiques de déclenchement (détecteur idéal 12 lignes, seuil haut à 3 pe).

La solution pour déterminer plus justement les taux de fortuits consiste alors à simuler des hits de bruit de fond, et à les faire passer par les algorithmes de déclenchement. Cependant, les outils de simulation sur ANTARES sont conçus pour des événements muons ou neutrinos, pour lesquels il est d'ailleurs possible de rajouter du bruit de fond. Mais ces produits Monte Carlo sont générés et traités événement par événement, chaque événement étant assimilé à des frames de 11 μ s de durée, au lieu des 104.8576 ms pour les données. Avec une petite modification du code permettant initialement de rajouter du bruit de fond autour d'un événement, il est possible de recréer des frames de 104.8576 ms uniquement composées de bruit de fond.

Cette méthode permet de déterminer le taux de fortuits pour l'ensemble des logiques de déclenchement, incluant toute la chaîne d'acquisition des données, y compris le temps mort des ARS. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.7, pour les cinq logiques de type T2 ou T3, ainsi que les quatre logiques de déclenchement 3D, 3N, MX²⁷ et TQ. La première constatation qui peut être faite concerne l'accord entre les deux méthodes (analytique et simulée) pour les logiques de type T2 et T3, ce qui est rassurant. Ensuite, on peut noter l'influence des relations de causalité entre hits sur le taux de fortuits attendu, pour une logique telle que 3D. Non seulement son taux est plus bas, comme à 100 kHz où il vaut 35 Hz au lieu de 10 kHz, mais en plus sa tendance à haut taux de comptage tend vers une asymptote horizontale qui limite sa divergence.

Mais la conclusion principale concerne surtout la comparaison de toutes ces logiques entre elles. De 50 à 100 kHz, c'est-à-dire dans les périodes de faibles activités biologiques, les taux de fortuits pour les logiques 2T2, 2T3, 3T3 et 3N sont parfaitement négligeables, tandis qu'ils sont acceptables (<100Hz) pour les logiques 1T2, 1T3, 3D, MX et TQ. De 100

²⁷ Toutes les études concernant la logique MX, qui est utilisée pour le trigger Galactic Center, ont été effectuées avec une initialisation par défaut des paramètres de sélection, ce qui se traduit par une recherche des événements selon la verticale montante par rapport au détecteur. C'est pourquoi nous conserverons la notation MX et non GC pour la suite.

à 200 kHz de taux de comptage, lors des périodes de forte activité biologique, les taux de fortuites sont acceptables pour les logiques 2T2, 2T3, 3T3 et 3N, tandis qu'ils deviennent importants pour les autres. Enfin, au-delà des 200 kHz, la logique 3T3 demeure la moins sensible à la très forte activité biologique, et dans une moindre mesure, les logiques 2T2 et 3N également.

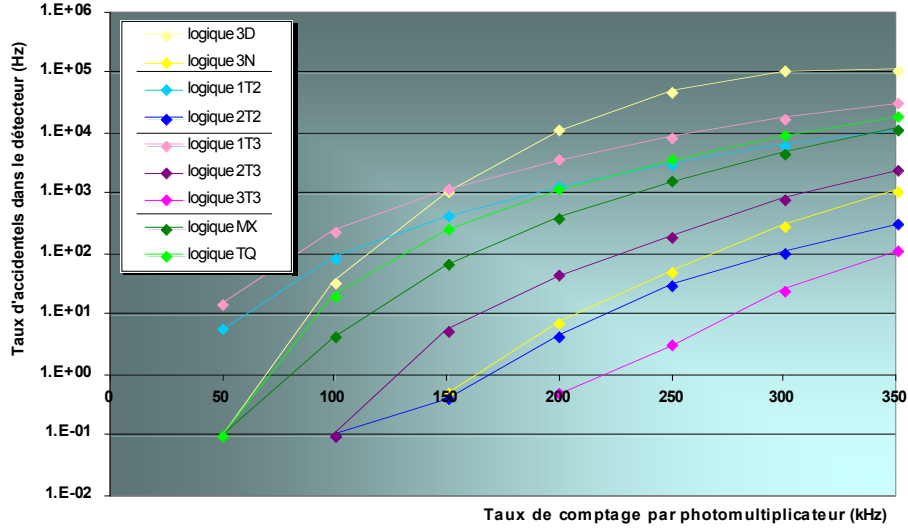


Figure 4.7

Taux d'événements fortuits obtenus par simulation, en fonction du taux de bruit de fond sur les photomultiplicateurs, pour différentes logiques de déclenchement (détecteur idéal 12 lignes, seuil haut à 3 pe).

Ces études nous permettent de mettre des limites sur les possibilités des logiques de déclenchement, mais le choix définitif des logiques qui seront retenues sera fait en égard à leur efficacité, ou suite à un compromis entre ces deux critères.

4.2.2 L'efficacité de sélection

L'efficacité de sélection est définie comme le rapport du nombre d'événements qui passent avec succès les critères de sélection sur le nombre d'événements totaux générés. Mais cette définition dépend fortement de la référence prise pour le calcul, ou, en d'autres termes, de la normalisation utilisée. Dans toute la suite du chapitre, sauf si précision contraire, tous les calculs d'efficacité se feront pour tous les événements ayant des hits sur au minimum 6 étages et 2 lignes différentes. Les six étages demandés permettent de contraindre les algorithmes de reconstruction basés sur cinq inconnues, et les deux lignes exigées permettent de lever la dégénérescence sur l'azimut de l'événement reconstruit, condition nécessaire pour toutes les analyses de sources ponctuelles. Finalement, l'efficacité de sélection est définie comme :

$$\varepsilon_s = \frac{N_{triggés}^{6H,2L}}{N_{générés}^{6H,2L}} \quad (4.11)$$

Les efficacités de sélection [268] sont ainsi déterminées pour chaque logique de déclenchement étudiée ci-dessus, pour un flux de neutrinos atmosphériques, un flux de neutrinos typique d'une source astrophysique et pour les muons atmosphériques. Ces efficacités peuvent aussi s'écrire comme :

$$\varepsilon_s = \frac{\int \phi(E) \varepsilon(E) dE}{\int \phi(E) dE} \quad (4.12)$$

où $\phi(E)$ est le flux de neutrinos considéré et $\varepsilon(E)$ est l'efficacité de sélection exprimée en fonction de l'énergie des neutrinos, telle qu'illustrée sur la Figure 4.8. Le détecteur considéré est un détecteur 12 lignes²⁸, le seuil haut pour la définition des hits L1 est fixé à 3 pe et le bruit de fond est nul. On peut d'ores et déjà noter que les logiques 1T2, 1T3, MX et TQ sont les plus efficaces sur toute la gamme en énergie, avec cependant un gain d'efficacité à basse énergie, entre 10 et 100 GeV, pour les logiques 1T2 et 1T3. Une seconde catégorie concerne les logiques 2T2 et 2T3, d'efficacité globale plus faible. Enfin les logiques de plus faible efficacité sont les logiques 3T3, 3N et 3D.

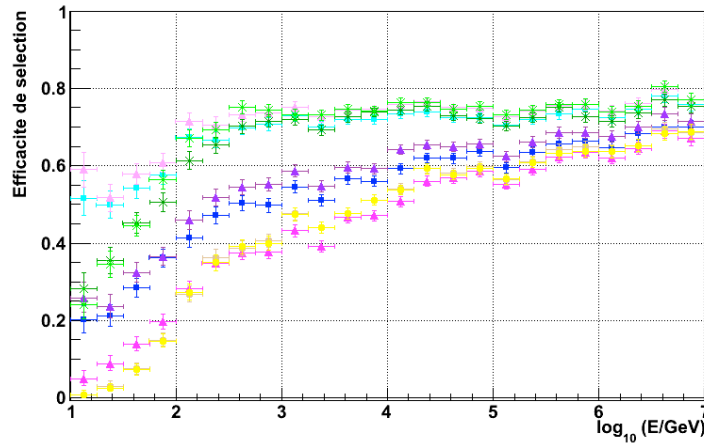


Figure 4.8

Efficacité de sélection en fonction de l'énergie des neutrinos, pour les différentes logiques de déclenchement 3N et 3D (ronds jaunes foncés et clairs), 1T2 et 2T2 (carrés bleus clairs et foncés), 1T3, 2T3 et 3T3 (triangles roses clairs, violets et roses foncés), et MX et TQ (étoiles vertes foncées et claires).

Nous allons maintenant expliciter les efficacités de sélection pour différents flux $\phi(E)$, c'est-à-dire pour un flux de neutrinos atmosphériques, un flux de neutrinos cosmiques et enfin le flux de muons atmosphériques.

4.2.2.1 Les neutrinos atmosphériques

Les logiques de déclenchement sont appliquées à une production de neutrinos atmosphériques qui suivent le flux de Bartol (cf. §2.3.2.1). Les efficacités de sélection sont calculées à l'aide de la relation (4.4), pour un taux de bruit de fond variant de 0 à 350 kHz, comme illustré sur la Figure 4.9. Les tendances observées sur la Figure 4.8 se confirment ici, où on peut distinguer le groupe des logiques 1T3, 1T2, MX et TQ, qui ont une efficacité de l'ordre de 60%, le groupe des logiques 2T3 et 2T2 qui ont une efficacité de l'ordre de 35%, et le groupe des logiques 3T3, 3N et 3D (jusqu'à 150 kHz), qui montrent des efficacités de l'ordre de 20%.

Ces logiques ont des efficacités de sélection pratiquement indépendantes du taux de bruit de fond mesuré par les photomultiplicateurs, à l'exception de deux d'entre elles, les logiques 3D et MX. La logique 3D, stable de 0 à 150 kHz, voit son efficacité s'accroître très vite avec le bruit de fond, passant de 20% pour 150 kHz à 80% pour 350 kHz de bruit de fond. Ce comportement s'explique par sa grande sensibilité aux événements fortuits, et en l'occurrence à la grande probabilité que le bruit de fond simule des hits L1 n'importe où dans le détecteur en coïncidence temporelle à un événement neutrino. Ceci signifie que la pureté des hits dans l'événement est dégradée, ce qui se ressentira sur la direction reconstruite de l'événement. Ce phénomène s'applique de la même manière à la logique MX dès 200 kHz de bruit de fond.

²⁸ Détecteur r12_c00_s01.det

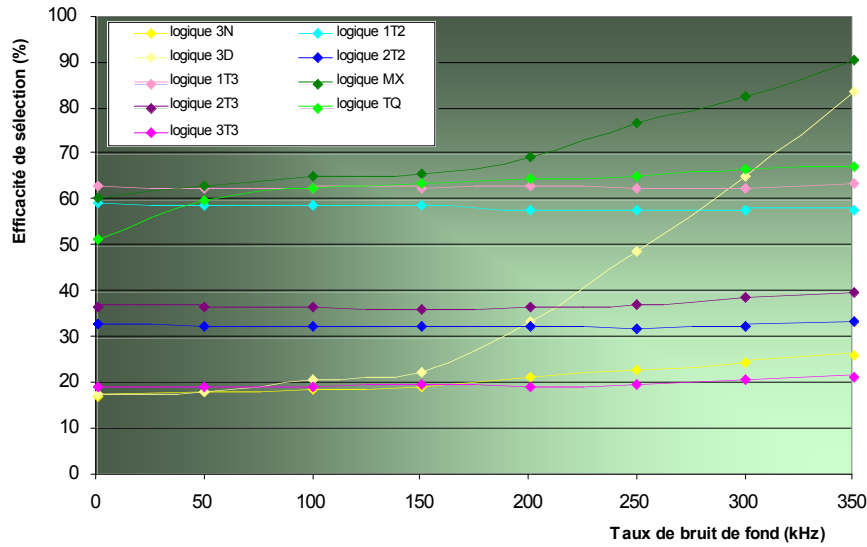


Figure 4.9

Efficacité de sélection des neutrinos atmosphériques en fonction du bruit de fond sur les photomultiplicateurs pour différentes logiques de déclenchement (détecteur 12 lignes, seuil haut à 3 pe).

Tableau 4.1

Efficacités de sélection pour les neutrinos atmosphériques, avec un détecteur 12 lignes et 50 kHz de bruit de fond. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 1.2\%$.

Trigger	3N	3D	3T3	2T3	1T3	2T2	1T2	MX*	TQ
Efficacité	17.9%	18.0%	19.1%	36.8%	62.5%	32.5%	58.8%	63.3%	60.0%
Efficacité / 3N	1	1.01	1.07	2.05	3.50	1.82	3.29	3.54	3.36

Les efficacités de sélection sont récapitulées dans le Tableau 4.1, ainsi que normalisées par rapport à celle de la logique 3N. Les logiques 2T2 et 2T3 sont à peu près deux fois plus efficaces aux événements neutrinos que la logique 3N, tandis que les logiques 1T2, 1T3, MX et TQ sont plus de trois fois plus efficaces.

4.2.2.2 Les neutrinos cosmiques

De façon identique sont appliquées les logiques de déclenchement sur des spectres typiques de sources potentielles de neutrinos. Cette étude a été menée sur un ensemble de sources galactiques observées en gamma à des énergies du TeV, dont une paramétrisation du spectre est donnée par [174]. On ne présentera ici que les résultats issus de la source RX J1713.7-3946. Ce rémanent de supernova est un bon candidat pour l'accélération hadronique, bien que cette interprétation soit très controversée (voir discussion §1.1.3). Le spectre en neutrinos de RX J1713.7-3946 a été simulé selon le flux donné au §2.3.2.1.

Tableau 4.2

Efficacités de sélection pour les neutrinos provenant de la source RX J1713, avec un détecteur 12 lignes et 50 kHz de bruit de fond. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 1.2\%$.

Trigger	3N	3D	3T3	2T3	1T3	2T2	1T2	MX*	TQ
Efficacité	44.2%	44.8%	41.0%	56.1%	73.1%	52.0%	70.2%	79.5%	74.9%
Efficacité / 3N	1	1.01	0.93	1.27	1.65	1.18	1.59	1.80	1.69

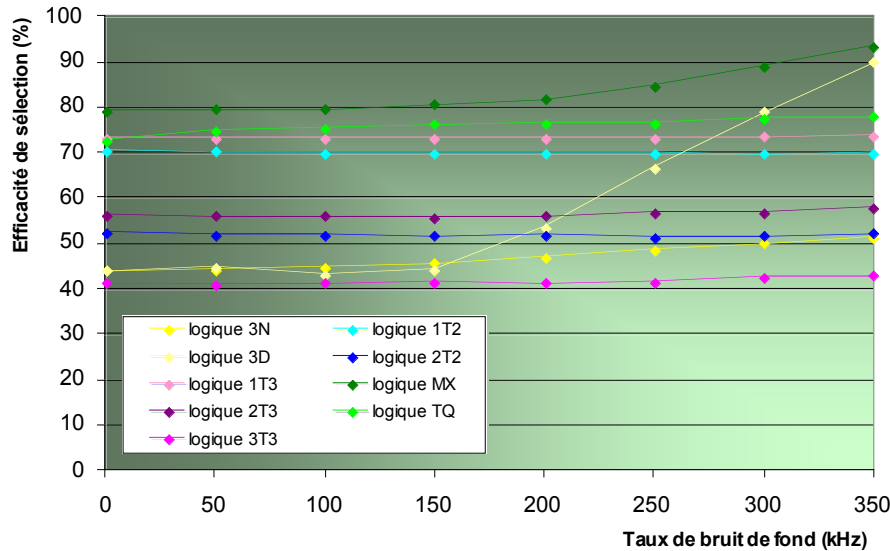


Figure 4.10

Effacité de sélection des neutrinos provenant de la source RX J1713.7-3946 en fonction du bruit de fond sur les photomultiplicateurs pour différentes logiques de déclenchement (détecteur 12 lignes, seuil haut à 3 pe).

Ces efficacités sont résumées dans le Tableau 4.2 et illustrées sur la Figure 4.10. On peut noter que les efficacités de sélection sont plus grandes que dans le cas des neutrinos atmosphériques, ce qui provient de la contribution dominante de l'efficacité à haute énergie montrée sur la Figure 4.8. Le gain d'efficacité pour une source telle que RX J1713.7-3946 est de l'ordre de 27% pour la logique 2T3 par rapport à la logique 3N, et de l'ordre de 60 à 80% pour les logiques 1T2, 1T3, et TQ MX.

4.2.2.3 Les muons atmosphériques

Enfin, ces logiques de déclenchement peuvent être appliquées sur un spectre de muons atmosphériques, selon la simulation MUPAGE (cf. 2.3.2.2). Les efficacités obtenues sont données dans le Tableau 4.3, sans addition de bruit de fond. Les efficacités sont globalement de l'ordre de 10% pour les logiques 3N, 3D et 3T3, de 60% à 90% plus efficaces pour les logiques 2T2, 2T3 et TQ, et plus de trois fois plus efficaces pour les logiques 1T2 et 1T3. Le cas de la logique MX est à mettre de côté ici, car cet algorithme nécessite une initialisation de la direction recherchée, qui vaut pour cette étude la valeur par défaut, c'est-à-dire la direction selon un angle zénithal nul (verticale montante). Le taux de muons triggerés par la logique MX dépend donc fortement de la direction imposée.

Tableau 4.3

Effacités de sélection pour les muons atmosphériques, avec un détecteur 12 lignes sans bruit de fond. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 0.5\%$.

Trigger	3N	3D	3T3	2T3	1T3	2T2	1T2	MX*	TQ
Effacité	10.2%	10.6%	10.2%	19.4%	39.5%	16.6%	36.0%	0.3%	18.9%
Effacité / 3N	1	1.04	1.00	1.90	3.86	1.63	3.52	0.03	1.84

4.2.3 Choix de la logique de sélection et discussions

Je présenterai ici la motivation quant au choix des deux nouvelles logiques de sélection de données (2T3 et 1T2). Puis j'exposerai, pour la première fois, la complémentarité de ces deux logiques par rapport aux autres triggers étudiés dans ce manuscrit.

4.2.3.1 *Choix des nouvelles logiques de sélection de données*

Le choix définitif des logiques appliquées aux données que j'ai proposé a été fait selon un compromis entre le taux de fortuits attendu et l'efficacité de sélection. Dans ce contexte, j'ai retenu deux logiques de sélection, appliquées aujourd'hui régulièrement aux données. La première logique retenue devait répondre à un gain d'efficacité significatif, mais comprenant un taux d'événements fortuits négligeable. Un taux d'événements fortuits négligeable signifie par exemple un taux inférieur à 10 Hz, le taux du trigger 3N, dominé par les muons atmosphériques, se situant vers 4 Hz pour un bruit de fond allant jusqu'à 150 kHz, correspondant à un fonctionnement du détecteur déjà perturbé par la bioluminescence. Dans la liste des candidats vérifiant ce critère se trouvent ainsi les logiques 2T2, 2T3 et 3T3 (cf. §4.2.1). Ces trois logiques ayant des taux d'événements accidentels négligeables, il est judicieux de choisir celle qui a la plus grande efficacité de sélection, en l'occurrence la logique 2T3 (cf. §4.2.2). Proposée à l'automne 2007, elle a été mise en place dans l'acquisition *on-line* des données en février 2008, en tant que logique standard avec la logique 3N.

Dans l'optique d'accroître encore davantage l'efficacité de sélection, il est souhaitable de définir une deuxième logique, moins robuste au bruit de fond, et qui serait donc active principalement pendant les périodes calmes de bioluminescence, mais qui présenterait un gain important d'efficacité. Les deux logiques concurrentes qui satisfassent cette condition sont les logiques 1T2 et 1T3. Etant donné qu'elles ont une efficacité de sélection quasi similaire, à 5% relatif près, mais un rapport de trois dans leur taux d'événements fortuits en faveur de la logique 1T2, il est raisonnable de privilégier cette dernière. Ainsi le taux de fortuits attendus pour la logique 1T2 est de 85 Hz pour 100 kHz de taux de comptage. Une façon de réduire davantage ce taux est de réduire la fenêtre de coïncidence temporelle entre deux hits L1, à 70 ns au lieu des 100 ns définis par défaut. Les 70 ns correspondent à la distance parcourue par la lumière dans l'eau entre deux étages consécutifs (~14.5m). Ceci permet de gagner un facteur $\sqrt{2}$ dans le taux de fortuit, tout en préservant l'efficacité de sélection.

Cependant, la logique 1T2 dépendant très fortement du bruit de fond dans le détecteur, et ces études ayant été réalisées avec un bruit de fond moyen continu, il paraît fort probable qu'il existe une dépendance aux bursts de bioluminescence, qui peuvent être observés sur deux étages adjacents. L'influence de cette bioluminescence sur le taux de trigger a été le sujet d'étude d'une étudiante que j'ai encadrée pour un stage de Licence 2 [269]. En utilisant les données brutes issues des alertes GRB (cf. §4.1.4.1), il est possible d'étudier la corrélation entre les taux de comptages individuels sur chaque étage et le taux de déclenchement global dans le détecteur, voir le taux de déclenchement attribuable à chaque étage. La conclusion de cette étude confirme en effet une grande corrélation entre le taux de bursts sur un étage et le taux de déclenchement 1T2 associé à cet étage. Une riposte consiste à filtrer temporairement ces bursts de bioluminescence, à la façon d'un veto. Ce filtre est appliqué sur le nombre de hits L1 contenus dans une timeslice, permettant d'une part de s'affranchir des bursts de bioluminescence créant des hits L1 par coïncidence, et d'autre part de s'affranchir des ARS mal calibrés en charge, et qui contribuent aux hits L1 de haute amplitude. Par défaut, ce seuil correspond à une fréquence de 250 kHz sur les photomultiplicateurs. La logique de déclenchement 1T2 est régulièrement utilisée sur les données *on-line*, pendant les périodes calmes d'activité biologique, en parallèle des logiques GC et TQ.

4.2.3.2 *Complémentarité des différents triggers*

Parmi ce panel de logiques de déclenchement, une des questions qui surgit naturellement est comment se complètent les efficacités de ces différentes logiques. La Figure 4.11 montre comment se répartissent les événements déclenchés par la logique 2T3 parallèlement aux logiques 3N, 1T2, MX et TQ respectivement, pour un flux de neutrinos atmosphériques.

On peut noter que pratiquement la majorité des événements déclenchés par la logique 3N le sont aussi avec la logique 2T3, tandis que ceux déclenchés par la logique 2T3 sont inclus presque entièrement dans les logiques 1T2, MX ou TQ. Le fait que la logique 1T2 englobe l'ensemble des événements 2T3 provient de la définition même de ces deux logiques, à la largeur de coïncidence temporelle près, expliquant le 1% d'événements propres au 2T3. En ce qui concerne la logique TQ (resp. MX), qui requière au moins 2 hits L1 et 4 hits L0 (resp. 1 hit L1 et 5 hits L0), il apparaît que 61% (resp. 55%) de ses événements comprennent au moins 3 hits L1. La comparaison entre la logique 1T2 et les autres logiques est donnée sur la Figure 4.12. Pour ces trois logiques d'efficacité globale à peu près identique, l'efficacité totale est supérieure à chacune des efficacités individuelles. Par exemple, pour les événements déclenchés par au moins une des logiques 1T2 ou MX, l'efficacité totale monte à 70%, les deux logiques étant légèrement complémentaires.

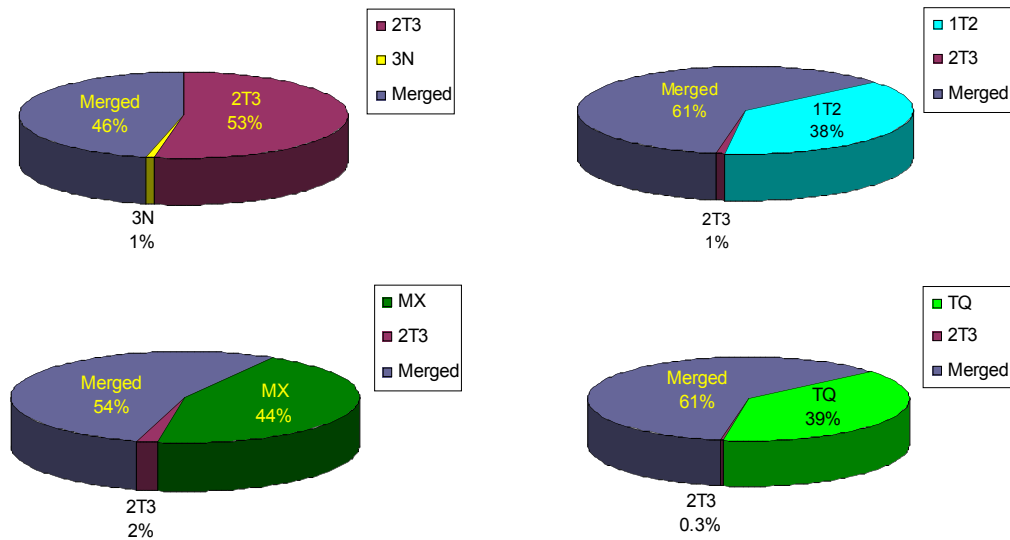


Figure 4.11

Répartition des événements communs et propres aux logiques de déclenchement 3N, 1T2, MX et TQ par rapport à la logique 2T3, pour une production de ν atmosphériques avec 50 kHz de bruit de fond.

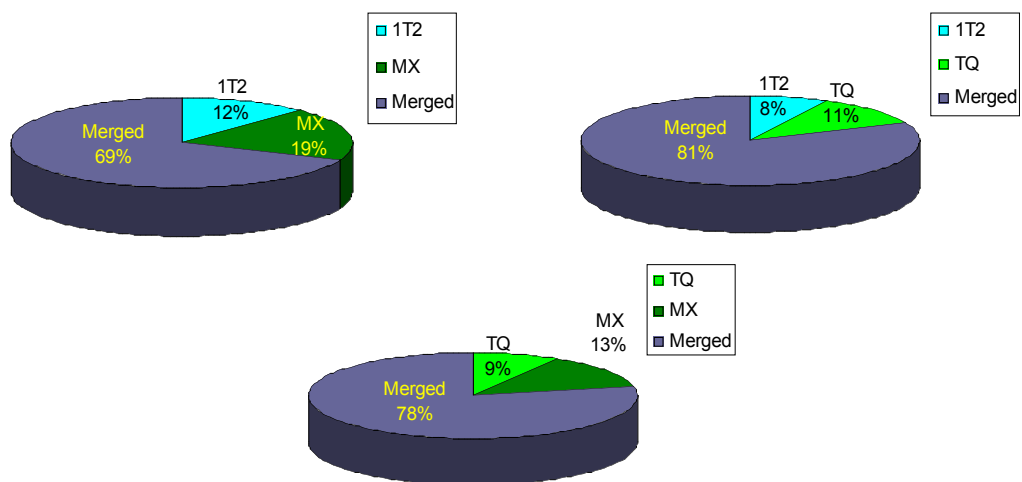


Figure 4.12

Répartition des événements communs et propres aux logiques de déclenchement 3N, MX et TQ par rapport à la logique 1T2, pour une production de ν atmosphériques avec 50 kHz de bruit de fond.

Le même exercice a été mené pour un flux typique de neutrinos cosmiques, en l'occurrence celui calculé pour la source RX J1713.7-3946, dont les résultats sont montrés sur les Figure 4.13 et Figure 4.14. Pour ces neutrinos plus énergétiques, on retrouve la propriété que essentiellement tous les événements triggés par le 3N le sont par le 2T3, et que de même tous les événements 2T3 sont également triggés par les logiques 1T2, MX et TQ. Les coefficients de proportionnalité qui diffèrent par rapport au cas des neutrinos atmosphériques traduisent simplement les rapports d'efficacité différents comme reportés dans les Tableau 4.1 et Tableau 4.2.

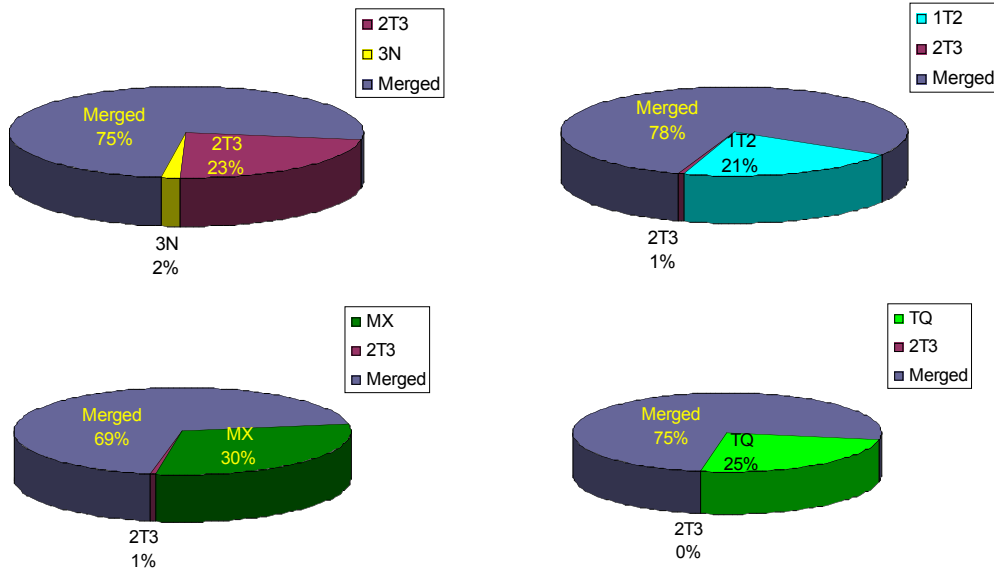


Figure 4.13

Répartition des événements communs et propres aux logiques de déclenchement 3N, 1T2, MX et TQ par rapport à la logique 2T3, pour une production de ν cosmiques (source RX J1713.7-3946) avec 50 kHz de bruit de fond.

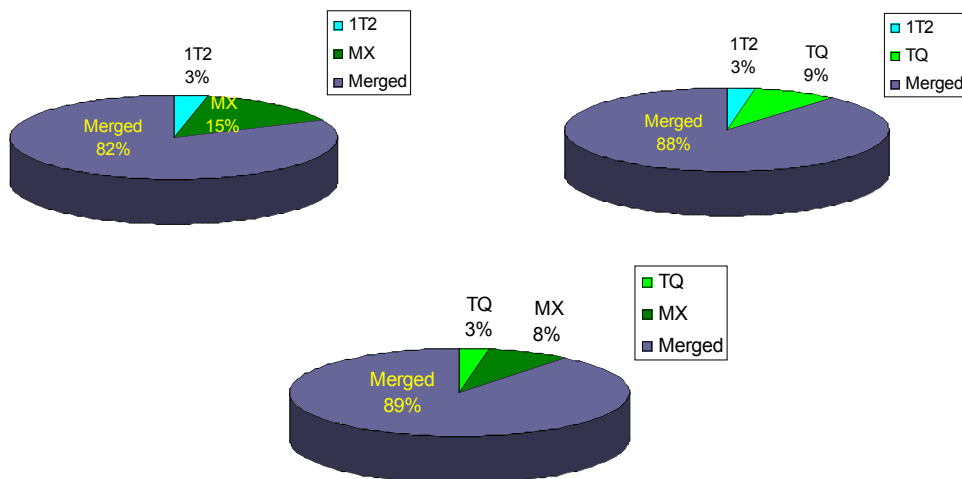


Figure 4.14

Répartition des événements communs et propres aux logiques de déclenchement 3N, MX et TQ par rapport à la logique 1T2, pour une production de ν cosmiques (source RX J1713.7-3946) avec 50 kHz de bruit de fond.

Comme précédemment, les études concernant la logique MX sont limitées ici car examinée que pour une direction donnée. J'ai également encadré un stagiaire de Master 1 sur

une étude dédiée à la logique Galactic Center, incluant l'influence du zénith sous lequel est vu le centre galactique [270]. Les conclusions de l'étude menée sur un flux de neutrinos provenant d'une direction donnée correspondant au centre galactique étaient que les efficacités des triggers 1T2 et GC sont identiques à 10% près.

Les événements sélectionnés par le(s) trigger(s) sont ainsi disponibles sur disque, et peuvent à tout moment être reconstruits par les outils de reconstruction de traces, et pour lesquels il est aussi possible de définir une efficacité de reconstruction.

4.3 La reconstruction des événements

Pour évaluer les efficacités totales des triggers, nous allons maintenant introduire les outils de reconstruction de trace utilisés sur ANTARES, avec une attention particulière portée sur la sélection des hits qui sont utilisés dans les ajustements, et qui constitue certainement le point clé pour des améliorations futures. Puis nous comparerons les efficacités obtenues après reconstruction, et discuterons les efficacités totales des différentes logiques de trigger.

4.3.1 Les algorithmes de reconstruction

Avant de décrire plus en détail les deux algorithmes de reconstruction développés par la collaboration ANTARES, qui sont la stratégie de Aart et BBFit, il convient de rappeler les variables utilisées pour décrire la trace d'un muon se propageant dans le détecteur.

4.3.1.1 Trajectoire d'un muon

La trajectoire d'un muon peut être caractérisée par sa position à un instant t_0 et sa direction, selon la paramétrisation :

$$\vec{p}(t) = \vec{p}(t_0) + c(t - t_0)\vec{u} \quad (4.13)$$

où c est la vitesse du muon supposé relativiste, $\vec{p}(t_0)$ sa position à l'instant t_0 définie par ces trois coordonnées (x_0, y_0, z_0) et \vec{u} la direction de sa vitesse déterminée en fonction du zénith θ et de l'azimut ϕ , selon $\vec{u} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. La reconstruction de trace dépend donc de cinq paramètres. Si l'on connaît la position \vec{q} d'un module optique, selon l'illustration donnée sur la Figure 4.15, alors les photons Cherenkov reçus sur le module optique sont parfaitement caractérisés par les trois quantités suivantes :

- le temps d'arrivée attendu t_γ du photon,
- le chemin parcouru par le photon d_γ entre la trace et le module optique,
- l'angle d'incidence θ_γ du photon sur le module optique.

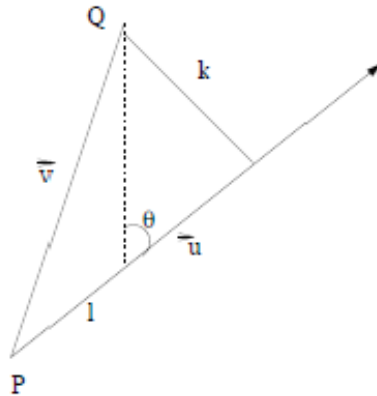


Figure 4.15

Description de la géométrie de la trace d'un muon se propageant du point P selon la direction u.

En définissant la quantité :

$$\vec{v} = \vec{q} - \vec{p} \quad (4.14)$$

dont les composantes parallèle et perpendiculaire à la trace sont $l = \vec{v} \cdot \vec{d}$ et $k = \sqrt{v^2 - l^2}$, alors le temps d'arrivée attendu de la lumière Cherenkov sur le module optique est:

$$t_\gamma = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin \theta_C} \right) \quad (4.15)$$

où θ_C est l'angle Cherenkov et v_g est la vitesse de groupe qui doit être prise en compte pour la propagation de la lumière Cherenkov [271]. Le chemin que parcourt le photon jusqu'à sa détection sur le module optique s'exprime alors comme :

$$d_\gamma = \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (4.16)$$

et le cosinus de l'angle d'incidence du photon sur le module optique est donné par :

$$\cos \theta_\gamma = \left(\vec{v} - \vec{u} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) \right) \cdot \vec{w} \quad (4.17)$$

où \vec{w} est la direction normale au module optique.

4.3.1.2 La stratégie de Aart

La stratégie de Aart [272] porte le nom de son concepteur, et est basée sur un ensemble de quatre ajustements consécutifs. La stratégie de reconstruction de Aart est globalement basée sur le principe du maximum de vraisemblance, dont la vraisemblance est exprimée en termes de densité de probabilité des résidus en temps $r_i = t_i - t_i^y$. Mais auparavant, dans le but de s'affranchir d'une partie des hits dus au bruit de fond, et donc de rendre plus robuste l'algorithme de reconstruction, une présélection des hits est appliquée, à partir de laquelle seront réalisées les sélections ultérieures.

La présélection des hits consiste à rechercher le hit du snapshot ayant la plus grande amplitude, en admettant qu'il s'agisse toujours d'un hit signal. Les hits sélectionnés sont ceux pour lesquels leur différence en temps par rapport à ce hit de référence est compatible avec la distance entre les deux modules optiques, à 100 ns près, soit :

$$\Delta t \leq \frac{d}{v_g} + 100ns \quad (4.18)$$

La première étape de la reconstruction consiste en un préfit linéaire. En effet, l'estimateur de maximum de vraisemblance étant très sensible aux conditions d'initialisation de la trace, le préfit linéaire représente un bon point de départ. Les hits sélectionnés sont les hits de large amplitude ($>3pe$) et les coïncidences de deux hits sur deux OM d'un même étage, à 20 ns près.

La seconde étape de la reconstruction est constituée d'un M-estimateur, qui maximise une fonction $g(r)$ relativement robuste aux hits marginaux. Cette fonction, qui permet d'obtenir une estimation de la trace, est donnée par :

$$g(r) = \sum_i \kappa \left(-2\sqrt{1 + A_i r_i^2 / 2} \right) - (1 - \kappa) f_{ang}(a_i) \quad (4.19)$$

où le premier terme a un comportement respectivement linéaire et quadratique en r pour les grandes et les petites valeurs des résidus en temps r pondérés de l'amplitude A_i du hit, et où le second terme permet d'introduire la réponse angulaire du module optique. Le facteur de pondération κ a été optimisé sur les événements Monte Carlo et vaut $\kappa=0.05$ [272]. Relativement insensible à l'initialisation des paramètres de l'ajustement, le M-estimateur demeure moins précis que les méthodes du maximum de vraisemblance, mais plus précis que l'ajustement par préfit linéaire. Néanmoins une bonne sélection des hits signal est requise pour une bonne performance. C'est pourquoi les hits utilisés pour cet ajustement sont en

partie issus du résultat du préfit. Les hits d'un même module optique, lorsqu'ils proviennent des deux ARS, sont fusionnés dès qu'ils sont temporellement en coïncidence à 20 ns près. Ils sont sélectionnés dès que leur résidu en temps par rapport à la trace reconstruite par le préfit est inférieur à 150 ns et que leur distance est inférieure à 100 m. De plus, tous les hits d'amplitude supérieure à 2.3 pe sont automatiquement sélectionnés. Enfin, l'ajustement requière au moins 15 hits.

Le résultat de cet M-estimateur sert de point départ pour le premier ajustement du maximum de vraisemblance, qui représente la troisième étape de la procédure de reconstruction. Le principe de cet ajustement est de maximiser la probabilité d'obtenir les événements observés, en ne prenant en compte que la probabilité du temps des hits, qui peut s'exprimer en termes de densité de probabilité des résidus en temps r_i . La fonction de densité de probabilité (PDF) considérée dans cette étape n'inclut pas les hits de bruit de fond. La sélection des hits pour cette étape consiste à conserver tous les hits dont le résidu en temps est compris entre $-R/2$ et R , où R est l'écart type de la distribution des résidus en temps issue du M-estimateur, et dont leur distance est inférieure à 300 m par rapport à la trace reconstruite, ainsi que l'ensemble des hits de coïncidence et les hits d'amplitude supérieure à 2.5 pe, parmi les hits utilisés par le M-estimateur.

La deuxième et la troisième étape de la procédure de reconstruction sont répétées 9 fois, une tentative pour la direction donnée par le préfit linéaire, quatre tentatives après une rotation de la trace du préfit d'un angle de 25° et quatre tentatives après une translation de la trace de ± 50 m dans deux directions données. Ce processus est interrompu seulement si le résultat de la vraisemblance est excellent²⁹. Puis, parmi ces au plus neuf tentatives, la trace avec la meilleure vraisemblance est conservée, et le nombre de traces compatibles (N_{comp}) à mieux que 1° par rapport à la trace préférée est calculé.

Enfin la dernière étape de la reconstruction est constituée par un maximum de vraisemblance utilisant une fonction de densité de probabilité améliorée qui tient compte d'un bruit de fond aléatoire fixé à 60 kHz. La sélection des hits pour ce dernier ajustement est basée sur la présélection initiale des hits. Les hits sont retenus s'ils proviennent d'une coïncidence, s'ils ont une amplitude supérieure à 2.5 pe ou si leur résidu en temps par rapport à la meilleure trace reconstruite est compris entre ± 250 ns, avec une distance d'approche inférieure à 100 m. La performance de ce dernier ajustement est très bon, avec une erreur de reconstruction de 0.3° si l'ajustement commence à moins de 1° de la vraie trace, justifiant toutes les étapes intermédiaires nécessaires à la procédure complète. Finalement, à peu près 20% des événements sont reconstruits avec une erreur inférieure à 0.1° . Le paramètre réduit de qualité de l'ajustement est défini par :

$$\Lambda = -\frac{Lik}{N_{\text{DOF}}} + 0.1 * (N_{\text{comp}} - 1) \quad (4.20)$$

où Lik est la vraisemblance du dernier ajustement, N_{DOF} est le nombre de degré de liberté et N_{comp} le nombre de traces compatibles défini plus haut.

La description de la stratégie de Aart, et en particulier la sélection des hits, est celle telle qu'appliquée dans le soft d'analyse CalReal [273] v2r5.

4.3.1.3 La stratégie BBFit

La stratégie BBFit [274] a été développée dans l'objectif d'être robuste, en particulier vis-à-vis du bruit de fond, mais au détriment d'une reconstruction précise, sans l'utilisation d'un positionnement calibré.

En pratique, seules les positions spatiales des pieds de ligne sont issues du positionnement acoustique, et les distances entre étages proviennent des longueurs des câbles. Mais les lignes sont supposées verticales pendant les procédures d'ajustement, et les trois modules optiques d'un même étage sont présumés se situer au niveau de la ligne.

²⁹ Typiquement, $\text{vraisemblance}/\text{ndof} < 0.83$ pour un nombre de degré de liberté ndof jusqu'à 25.

Comme pour la stratégie de Aart, une présélection des hits est appliquée avant ajustement. Les hits d'un même étage sont fusionnés dès qu'ils sont en coïncidence temporelle à moins de 20 ns. Si cette coïncidence provient de deux modules optiques différents, alors un bonus de 1.5 pe est ajouté à leur charge totale, dans la limite d'une fois. Puis est effectuée une sélection de l'ensemble des hits d'amplitude supérieure à 2.5 pe, ce qui revient à retenir la plupart des coïncidences locales : cette condition est appelée L1³⁰. Dès que deux hits L1 sont en coïncidence temporelle sur deux étages adjacents (resp. deux étages voisins d'un même étage) à 80 ns (resp. 160 ns), alors un cluster T3 est défini. C'est à partir de cette condition T3 qu'est définie la sélection finale des hits utilisés pour les ajustements. Seules les lignes contenant un cluster T3 sont considérées par la suite. Tous les hits contribuant à un cluster T3 sont sélectionnés par défaut, puis une recherche des hits L0 reliés causalement aux clusters T3 est opérée sur les étages voisins. On recherche un hit L0 sur les +/- deux étages adjacents par rapport à l'étage où se situe un des hits d'un cluster T3. Si un hit L0 répond aux critères de causalité, alors il est sélectionné et est utilisé pour poursuivre la recherche d'autres hits L0 sur les étages suivants. Cependant, le critère de causalité ne repose pas sur la distance entre étages, mais sur l'extrapolation qu'aurait le temps du hit s'il provenait de la même onde plane que les hits des étages voisins. Dès que deux étages adjacents n'ont pas de hits sélectionnés, la recherche s'interrompt, pour reprendre à partir d'un autre étage contenant un hit T3.

Les différents ajustements qui suivent se font à partir de la sélection des hits décrite ci-dessus, avec un minimum de 5 hits. La fonction principale d'ajustement est basée sur une minimisation des moindres carrés, en tenant compte des temps d'arrivées des hits et de l'amplitude attendue en fonction de la distance de la trace reconstruite. En pratique, la quantité minimisée s'exprime comme [274]:

$$Q = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left[\frac{(t_i^\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{f(A_i) \sqrt{d_1^2 + d_\gamma^2}}{\langle f \rangle d_0} \right] \quad (4.21)$$

Où σ_i est l'incertitude sur le temps t_i , imposée à 10 ns pour les hits d'amplitude supérieure à 2.5 pe et 20 ns sinon, $f(A_i)$ représente l'amplitude modifiée du hit i permettant d'introduire une saturation à 10 pe, $\langle f \rangle$ est la moyenne des amplitudes corrigées et où $d_0=50$ m et $d_1=5$ m.

En plus de cette fonction d'ajustement, qui comprend une version simplifiée sans préfit linéaire si une seule ligne contient des hits T3, est appliqué un deuxième ajustement pour lequel la lumière est supposée provenir, de façon isotrope, d'un point fixe. Ce dernier ajustement, qui s'applique parfaitement à la lumière émise par les Led Beacons, permet aussi de discriminer les gerbes hadroniques et électromagnétiques.

4.3.2 L'efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction se définit de la même manière que l'efficacité de sélection, et demeure normalisée dans cette étude aux événements comprenant au moins six hits sur deux lignes distinctes, telle que :

$$\varepsilon_r = \frac{N_{reconstruits}^{6H,2L}}{N_{triggés}^{6H,2L}} \quad (4.22)$$

permettant aussi de définir l'efficacité de détection telle que :

$$\varepsilon_t = \varepsilon_s \varepsilon_r = \frac{N_{reconstruits}^{6H,2L}}{N_{générés}^{6H,2L}} \quad (4.23)$$

³⁰ On peut noter la subtile différence entre cette définition L1 et celle appliquée au niveau trigger, qui prend par définition toutes les coïncidences locales, mais pas forcément la combinaison des hits d'un même module optique.

Les Tableau 4.4 et Tableau 4.5 récapitulent les efficacités de reconstruction et les efficacités totales après avoir appliquées les deux stratégies de reconstruction, Aart et BBFit, sur l'ensemble des événements simulés introduits au paragraphe précédent.

Tableau 4.4

Efficacités de reconstruction et totales obtenues avec la stratégie de reconstruction de Aart, pour les neutrinos et muons atmosphériques ainsi que les neutrinos de la source RX J1713.7-3946. L'incertitude statistique sur les efficacités est inférieure à $\Delta\epsilon/\epsilon = 1.5\%$.

Efficacités		3N	2T3	1T3	1T2
Neutrinos atmosphériques	Trigger	17.9%	36.8%	62.5%	58.8%
	Reconstruction	93.5%	67.7%	51.8%	53.8%
	Totale	16.7%	24.9%	32.3%	31.6%
Muons atmosphériques	Trigger	10.2%	19.4%	39.5%	36.0%
	Reconstruction	97.5%	83.6%	61.8%	63.1%
	Totale	9.9%	16.2%	24.4%	22.7%
Neutrinos cosmiques (Source RX J1713)	Trigger	44.2%	56.1%	73.1%	70.2%
	Reconstruction	98.2%	90.4%	81.1%	82.5%
	Totale	43.4%	50.7%	59.3%	57.9%

Pour les résultats issus de la reconstruction de Aart, on peut noter globalement une efficacité de reconstruction meilleure que 90% pour les événements sélectionnés avec le trigger 3N, tandis que l'efficacité de reconstruction chute de 50 à 80% pour les événements atmosphériques sélectionnés avec les triggers 2T3, 1T3 et 1T2, tout en demeurant comprise entre 80 et 90% pour les événements neutrinos plus dur spectralement pour ces mêmes trois triggers. Cette tendance peut s'expliquer par le fait que la sélection des hits dans la reconstruction de Aart privilégie les hits de large amplitude et les coïncidences, ce qui revient à favoriser les événements de haute énergie, tandis que les triggers de type T3 bénéficient surtout d'un gain à basse énergie. Néanmoins, l'efficacité globale de détection demeure supérieure pour le trigger 2T3 et particulièrement pour les triggers 1T3 et 1T2 par rapport au trigger 3N. Le gain relatif, après reconstruction, est de l'ordre de 17%, 37% et 33% pour les événements neutrinos provenant de la source RX J1713 sélectionnées respectivement avec les triggers 2T3, 1T3 et 1T2 par rapport au trigger 3N.

Tableau 4.5

Efficacités de reconstruction et totales obtenues avec la stratégie de reconstruction BBFit, pour les neutrinos et muons atmosphériques ainsi que les neutrinos de la source RX J1713.7-3946. L'incertitude statistique sur les efficacités est inférieure à $\Delta\epsilon/\epsilon = 1.5\%$.

Efficacités		3N	2T3	1T3	1T2
Neutrinos atmosphériques	Trigger	17.9%	36.8%	62.5%	58.8%
	Reconstruction	62.2%	39.7%	25.5%	27.0%
	Totale	11.1%	14.6%	15.9%	15.9%
Muons Atmosphériques	Trigger	10.2%	19.4%	39.5%	36.0%
	Reconstruction	69.7%	44.9%	23.5%	25.3%
	Totale	7.1%	8.7%	9.3%	9.1%
Neutrinos cosmiques (Source RX J1713)	Trigger	44.2%	56.1%	73.1%	70.2%
	Reconstruction	78.5%	67.3%	53.0%	55.1%
	Totale	34.7%	37.8%	38.7%	38.7%

Pour les résultats issus de la reconstruction BBFit, on peut noter la même tendance, mais avec des efficacités de reconstruction globalement plus faibles. Ces efficacités varient de

25% à 55% pour les triggers 1T3 et 1T2, de 40% à 67% pour le trigger 2T3 et de 62% à 78% pour le trigger 3N. Le fait que les efficacités de reconstruction avec BBFit soient plus faibles que celles obtenues avec Aart provient de la condition de normalisation de l'efficacité, où au moins deux lignes sont demandées pour la reconstruction. En effet, BBFit ne considère les hits d'une ligne que si, et seulement si, la ligne inclut un cluster T3 qui sert de point de départ pour la recherche des hits causalement reliés. Or les triggers 1T2 et 1T3, et en partie le trigger 2T3, sélectionnent principalement des événements contenant un seul cluster T2/T3, par définition. On peut d'ailleurs quantifier cette proportion à l'aide de l'efficacité de reconstruction même. Par exemple une efficacité de 27% pour le trigger 1T2 signifie au premier ordre que seuls 27% des événements sélectionnés par le trigger 1T2 incluent des cluster T3 sur deux lignes, tandis que les 73% restants sont des événements avec un seul cluster T3. Finalement les gains relatifs après reconstruction sont de l'ordre de 10% pour les événements neutrinos provenant de la source RX J1713 sélectionnées avec les triggers 2T3, 1T3 et 1T2 par rapport au trigger 3N.

4.4 Confrontation aux données

Toutes les études que j'ai menées et que je viens de décrire ont été réalisées à partir de simulations Monte Carlo. Mais il est possible de vérifier quelques hypothèses grâce aux données acquises par ANTARES. Une première possibilité est de changer les paramètres d'acquisition directement lors de la prise de données *on-line*, si le temps ainsi alloué est négligeable. Une seconde option consiste à utiliser les données brutes dédiées à l'étude des GRB, et qui correspondent à l'ensemble des hits de tous les photomultiplicateurs pendant deux minutes, sans sélection d'événements. Ces données sont donc idéales pour tester les performances des triggers, de façon *off-line*. Ces études sont décrites plus en détail dans l'Annexe B, et je ne donnerai ici qu'un résumé des résultats.

4.4.1 Comparaison des taux de trigger muon et taux de fortuites de 1T2

Même à 2500 mètres de profondeur, les événements muons détectés par ANTARES sont largement dominés par les muons atmosphériques descendants. Les muons issus des neutrinos atmosphériques sont à peu près 100 000 fois moins nombreux (4 neutrinos par jour contre 4 muons par seconde). Donc les taux de trigger sont dominés par cette contribution, et une des vérifications que l'on peut faire sur les logiques de déclenchement est de comparer les rapports de leur taux de sélection.

Prenons par exemple un run du 29 décembre 2009, pour lequel les triggers actifs étaient les logiques 3N+2T3+GC+1T2+TQ, et où la vitesse du courant étant de l'ordre de 4 cm/s et les taux moyens des photomultiplicateurs de l'ordre de 80 kHz. Pour ce run³¹, les taux de trigger respectifs sont 3.5 Hz, 7.75 Hz, 20 Hz, 45 Hz, 25 Hz, 39 Hz, comme illustré sur la Figure 4.16.

Comme le trigger 3N a un taux de fortuites négligeable, les 3.5 Hz correspondent au taux de muons atmosphériques sélectionnés. Le trigger 2T3 sélectionne à peu près deux fois plus de muons, tandis que le trigger TQ, qui a la même efficacité que le 2T3 (cf. Tableau 4.3), déclenche également sur 7 Hz de muons mais inclut 32 Hz de taux de fortuites issus de la bioluminescence. Enfin on s'attend à ce que le trigger 1T2, avec ses 25 Hz de taux de trigger, sélectionne de l'ordre de 12 Hz de muons et 13 Hz de taux de fortuits.

Afin de vérifier ces hypothèses basées sur les simulations Monte Carlo, on peut remarquer à l'aide de la relation (4.8) que le taux de fortuites dans 1T2 est proportionnel à la fenêtre en temps T_3 (=100 ns), tandis que le taux de muons triggés dans 1T2 est proportionnel à celui du trigger 3N, soit [275]:

$$R_{1T2} = R_{1T2}^s + R_{1T2}^b = \alpha R_{3N} + \beta T_3 \quad (4.24)$$

³¹ Run 45487

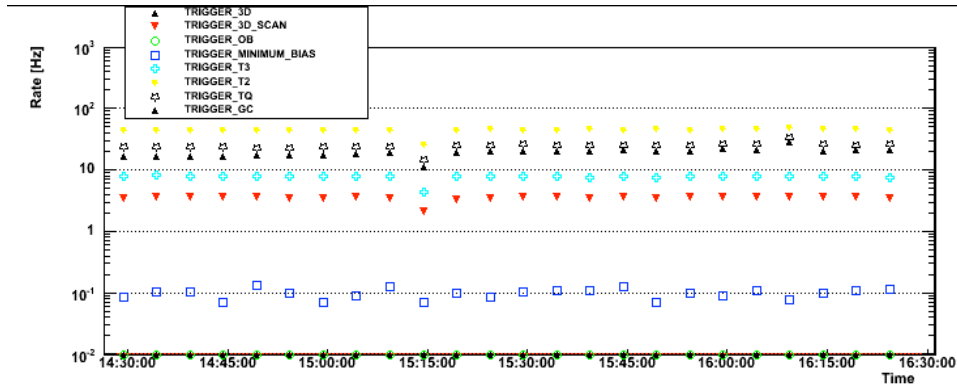


Figure 4.16

Taux de trigger sur les données pour les différentes logiques de déclenchement, pendant le run 45487 du 29/12/2009.

Les deux paramètres α et β peuvent être déterminés à partir de deux runs d'acquisition pour lesquels la fenêtre de coïncidence T_3 a été modifiée, par exemple de 100 ns à 70 ns. En comparant les taux de trigger du 3N et du 1T2, donnés dans le Tableau 4.6, on obtient :

$$\alpha_1 = 4.26 \pm 0.13 \quad (4.25)$$

Ainsi pour un taux de trigger 1T2 de 44 Hz, le taux de muons triggés est de 14.5 Hz, et le taux de fortuites dans ce cas précis de 30 Hz. Des résultats identiques sont obtenus en appliquant le trigger off-line sur un run de données GRB. La quantité α est légèrement plus élevée que celle calculée avec les simulations de muons atmosphériques (Tableau 4.3). Cet écart peut s'expliquer d'une part par la présence du bruit de fond dans les données (~ 50 kHz) et qui n'était pas simulé dans le Monte Carlo muons, et d'autre part par le fait que l'efficacité extraite du MC était normalisée aux événements à 6 hits sur 2 lignes, ce qui ne peut être appliqué aux données.

Tableau 4.6

Impact de la fenêtre de coïncidence T_3 utilisée par le trigger 1T2 sur les taux de trigger on-line.

Run number	T_3 (ns)	T_1 (ns)	Taux du 3N (Hz)	Taux du 1T2 (Hz)
38 859	100	20	3.6 ± 0.1	56.9 ± 0.4
38 860	70	20	3.4 ± 0.1	43.6 ± 0.4

4.4.2 Conclusions

Nous avons essayé de décrire dans ce chapitre les motivations pour le choix d'un nouveau trigger, basé sur un compromis entre l'efficacité vis-à-vis des événements neutrinos et la pureté en regard de faux événements générés par la bioluminescence. Parmi les logiques étudiées, qui se déclinent selon différentes combinaisons de grappes de coïncidences locales, deux logiques se sont distinguées ; la première (2T3), qui inclut un taux d'accidentels négligeable, permet d'atteindre un gain de 27% pour des neutrinos cosmiques en $E^{-1.7}$ en provenance de la source RX J1713.7-3946; la deuxième (1T2), qui génère un taux d'accidentels important à partir de 100 kHz de taux de comptage sur les photomultiplicateurs, permet un gain théorique de 60%, théorique car l'efficacité globale dépend des performances des outils de reconstruction.

Evidemment, les rapports d'efficacité entre logiques de déclenchement ne sont pas les mêmes pour les muons atmosphériques et les neutrinos atmosphériques ou cosmiques. En d'autres termes, un rapport plus favorable pour les muons atmosphériques revient à dégrader la pureté des événements sélectionnés vis-à-vis du bruit de fond atmosphérique. Mais le parti pris qui est défendu dans ce manuscrit est de montrer l'importance de la sélection des événements, à partir de laquelle les données sont conservées ou non, définitivement. Dans le contexte actuel où les capacités de stockage sont de plus en plus grandes, la limitation ne doit

pas se faire en amont. A titre d'exemple, le détecteur IceCube a un taux de trigger des muons atmosphériques de l'ordre de 1000 Hz [277]. La sélection des données au niveau trigger doit donc privilégier l'efficacité, tandis que les analyses menées en aval doivent privilégier la pureté, ou le rapport signal sur bruit.

Finalement ce travail a permis d'implémenter dans l'acquisition d'ANTARES deux nouvelles logiques de sélection de données, mises en place début 2008 (2T3) et début 2009 (1T2). Il m'a également permis d'encadrer deux stagiaires, et a donné lieu à quatre notes internes.

Chapitre 5

Les sursauts gamma

5.1 Origine et description	103
5.2 Politique d'alerte sur ANTARES	110
5.3 Analyse dédiée pour les GRB	115

Les sursauts gamma font partie des phénomènes les plus violents de l'Univers. Issus probablement de l'effondrement d'une étoile massive ou de la coalescence de deux étoiles à neutrons, ces objets continuent de fasciner les astrophysiciens jusqu'à aujourd'hui. La recherche de neutrinos de haute énergie en provenance de ces sources constitue un sujet phare de l'astronomie neutrinos.

J'introduirai ce chapitre par un rappel des grandes étapes observationnelles et théoriques qui révolutionnèrent notre compréhension des sursauts gamma depuis leur découverte accidentelle en 1967. Puis je montrerai qu'une émission neutrinos peut être attendue concomitante avec la bouffée gamma, ce qui me permettra d'introduire la politique d'alerte mise en place sur ANTARES. Il s'agit d'une part d'une procédure d'acquisition dédiée en cas de réception d'une alerte, suite à la détection optique d'une source transitoire par un satellite gamma. Mais, afin de couvrir tout le ciel ou au moins la demi-voûte céleste, ANTARES a également implémenté un système d'alerte neutrinos, engendrant une procédure de suivi optique par des télescopes robotisés au sol, donnant naissance au projet TAToO auquel j'ai participé. Enfin je conclurai ce chapitre par un exemple de recherche de neutrinos en provenance d'un sursaut gamma particulier, le sursaut GRB 080916C.

5.1 Origine et description

Après un bref historique des avancées majeures qui permirent de mieux comprendre l'origine des sursauts gamma, j'exposerai les faits observationnels qui aboutirent à la classification des sursauts gamma, selon la nature du progéniteur. Je présenterai alors le modèle dit de la boule de feu, qui procure une explication théorique des observations promptes et rémanentes des sursauts. Puis je conclurai sur le flux de neutrinos attendus émis en coïncidence avec l'émission gamma dans le cas de processus hadroniques.

5.1.1 Historique

Les sursauts gamma ont été observés pour la première fois en 1967, par hasard. En effet, en pleine période de guerre froide, les américains décident de surveiller leurs amis russes, et de vérifier depuis l'espace l'absence d'essais nucléaires. Les satellites militaires américains VELA, alors équipés de détecteurs gamma et X, détectent ainsi des rayonnements gamma très intenses, en provenance de direction inconnue, c'est-à-dire ni terrestre ni solaire. L'information ne sera rendue publique que six ans plus tard [278], mais elle suscitera un engouement intense pour cette nouvelle classe d'objets.

De nombreuses missions se succédèrent alors pour étudier ces objets les plus violents de l'Univers. Les détections se multiplièrent, à raison d'une dizaine par an, et commencèrent à faire émerger quelques caractéristiques des sursauts gamma. De nombreuses théories virent alors le jour pour tenter d'expliquer leur origine, et jusqu'au milieu des années 1980s, un consensus s'était établi sur l'origine galactique des sursauts gamma, provenant d'étoiles à neutrons [279][280]. Cette conviction était renforcée par les raies d'absorption cyclotron observées dans les spectres GRB et rapportées par l'équipe Ginga [281][282]. Il était ainsi attendu que les futures générations d'instruments monteraient une distribution reflétant la structure plane du disque galactique.

En 1991, le lancement du satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), avec à son bord le détecteur BATSE (Burst and Transient Experiment), révolutionna l'étude des sursauts gamma. D'une part par son nombre impressionnant de détections de sursaut [283], près d'un par jour pendant neuf ans, soit un total de 2702 sursauts [284]. Cette statistique a permis de montrer que la durée des sursauts suivait une distribution bimodale [285], comprenant des sursauts courts ($<2s$) et des sursauts longs ($>2s$). D'autre part, et il s'agit là d'un des résultats les plus spectaculaires de l'époque, BATSE montra que les sursauts gamma étaient distribués isotropiquement sur tout le ciel, avec une absence de moments dipolaire et quadripolaire [286], suggérant une origine extragalactique à des distances cosmologiques [287]. En fait, des études antérieures avaient déjà suggéré la distribution isotrope des GRB [288], voire même qu'ils étaient d'origine cosmologique [289]. Ce résultat entraîne que les GRB sont beaucoup plus lumineux qu'initialement pensés, libérant une énergie comprise entre 10^{51} et 10^{53} ergs en quelques secondes, faisant d'eux les objets les plus lumineux de l'Univers.

Mais un des principaux obstacles dans la résolution du mystère des sursauts gamma était l'absence d'émission rémanente dans différentes longueurs d'onde (visible, infrarouge, rayons X, ondes radio,...), qui aurait du suivre l'émission prompte et qui était attendue théoriquement, et ceci malgré de nombreuses tentatives d'observation [290]. Une étape décisive dans la compréhension des sursauts gamma a été franchie le 28 février 1997 quand le satellite BeppoSAX [291] réussit à observer les premières images en haute résolution de la rémanence du sursaut GRB970228³² en émission X [292]. De plus, la rapide localisation du sursaut, à une précision de quelques minutes d'arc, permit de lancer une campagne d'observation multi-longueurs d'onde, qui conduisit à la première identification d'une

³² La notation des sursauts gamma est GRBAA^{MM}JJ, où AA, MM et JJ sont respectivement l'année, le mois et le jour de la détection du sursaut.

émission rémanente en lumière visible [293]. Néanmoins, le redshift ne fut pas mesuré, et malgré d'intenses observations, la contrepartie radio ne fut pas découverte [294]. Il fallut attendre le sursaut GRB970508 pour détecter la contrepartie radio de la rémanence du sursaut [295], également détectée en visible [296]. Mais le sursaut du 8 mai 1997 marqua surtout l'histoire par son suivi spectroscopique. En effet le télescope Keck assura la mesure spectroscopique du sursaut et révéla, par la présence de raies d'absorption décalées vers le rouge, qu'il était situé à une distance $z=0.835$ [297], mettant définitivement fin à la controverse sur l'origine cosmologique des GRBs. De plus, l'imagerie [298] et la spectroscopie [299] ultérieures révélèrent la présence d'une galaxie hôte pour ce GRB, ce qui se confirma par la suite pour de nombreux autres GRBs. Cette période marqua aussi la découverte de l'association d'un GRB avec une supernova (GRB980425 vs. SN 1998bw) en coïncidence spatiale et temporelle [300] [301], mais nous y reviendrons par la suite.

Une nouvelle ère débuta avec le lancement du satellite multi-longueurs d'onde Swift [302] en 2004, avec lequel une localisation précise des sursauts est donnée dans la minute qui suit la première détection. Pour la première fois, un instrument était capable de suivre en rayons gamma, rayons X et lumière visible les premières lueurs des sursauts dans un domaine en temps encore inexploré. Cette avancée technologique a donc ouvert la voie à l'étude des sursauts courts et de leur rémanence. En particulier, cela a conduit à l'identification de galaxies hôtes, suggérant que les progéniteurs de cette sous-classe de sursauts proviendraient de la coalescence d'un système binaire compact (GRB050509B [303], GRB050709 [304], GRB050724 [305], GRB051221A [306]). Le deuxième fait marquant de l'ère Swift s'est manifesté par la détection du sursaut long GRB050904 situé au-delà de la barrière $z = 6$, la mesure photométrique $z = 6.4$ [307] étant confirmée par la mesure spectroscopique à $z = 6.3$ [308]. Ce sursaut a tenu le record du sursaut le plus lointain pendant trois ans, jusqu'au 13 septembre 2008, où Swift détecta le GRB080913 à une distance $z = 6.7$ [309]. Puis, récemment, un nouveau record a été établi par le sursaut gamma GRB090423, situé à $z = 8.2$ [310], c'est-à-dire approchant l'ère de ré-ionisation de l'Univers [311]. Ce genre d'objets peut ainsi commencer à contraindre les modèles cosmologiques [312]. Mais leur détection demeure remarquable encore à l'heure d'aujourd'hui. En effet, au-delà de $z > 5.5$, les rémanences commencent à devenir invisibles dans les bandes utilisées pour les suivis optiques, et l'intensité du sursaut devient très faible pour les mesures spectroscopiques.

En quarante ans, l'histoire des sursauts gamma a connu de formidables rebondissements qui n'ont pas cessés de stimuler les théoriciens. Une multitude de modèles théoriques est apparue et s'est vue confrontée aux contraintes observationnelles fournies par des observatoires de plus en plus sensibles. Le dernier en date, le télescope spatial Fermi [313], a déjà observé le sursaut gamma le plus puissant jamais enregistré, le GRB080916C, libérant une énergie estimée à 9.10^{54} ergs [314]. Nous allons maintenant décrire les principales caractéristiques observationnelles des sursauts gamma, avant de donner une vue d'ensemble des modèles théoriques sous-jacents.

5.1.2 Observations expérimentales

Les sursauts gamma et leurs propriétés observationnelles ont été abondamment décrits dans la littérature [283] [315] [316] [317]. Il ne sera donné ici que les traits principaux les caractérisant.

Une des caractéristiques essentielles des sursauts gamma provient de la diversité de leur structure temporelle, dont une illustration est donnée sur la Figure 5.1. Cette diversité condamne toute tentative de classification des sursauts gamma basée sur leur courbe de lumière, à l'instar de ce qui s'était fait pour les supernovae. Ces courbes de lumière furent en revanche utilisées pour mesurer la durée des sursauts. Une définition, introduite à l'époque de BATSE pour s'affranchir de l'intensité détectée, consiste à calculer le temps T_{90} pour lequel on intègre 90% des événements au-dessus du bruit de fond, en éliminant les 5% des événements initiaux et finaux. La durée des bursts, dont la distribution est donnée sur la

Figure 5.2, s'étend de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes. Or cette distribution est bimodale, c'est-à-dire composée de deux sous-ensembles séparés par un minimum situé à 2 secondes [285], et cela a conduit à une première classification des sursauts, les sursauts courts et les sursauts longs.

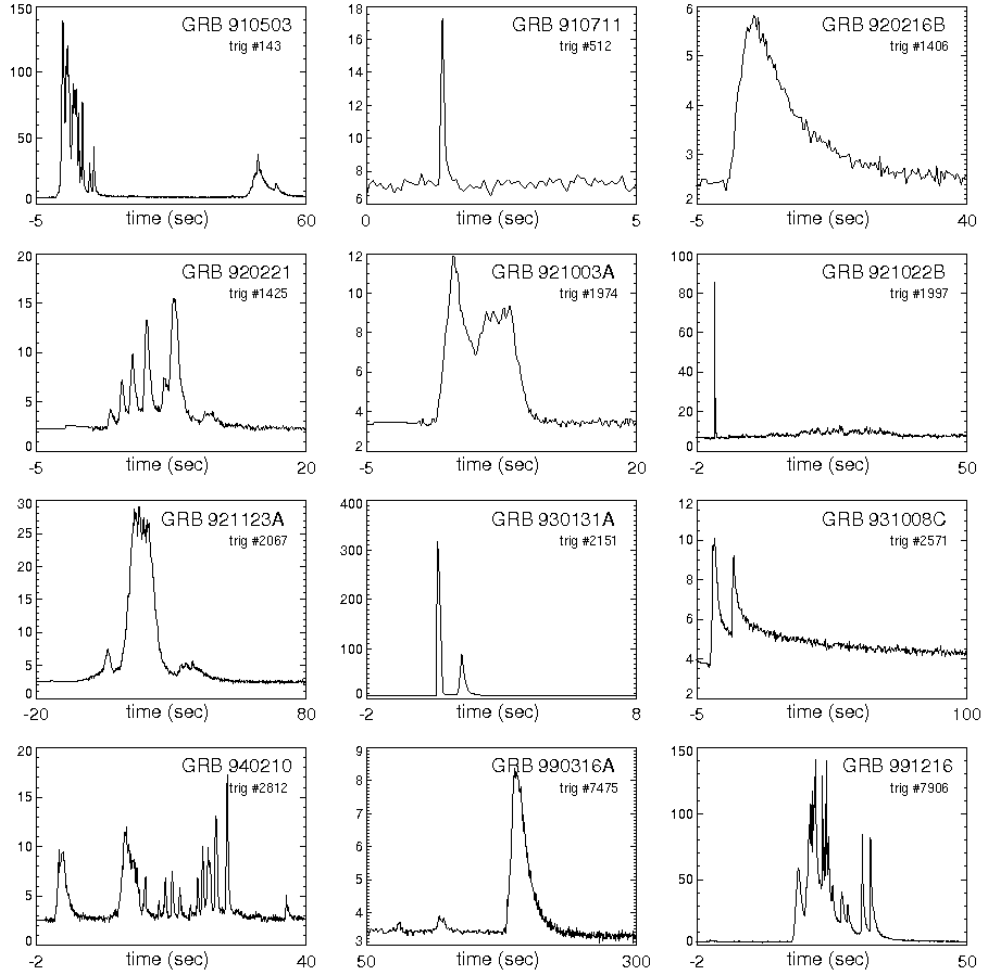


Figure 5.1

Courbes de lumière (nombre de photons reçus en fonction du temps) de 12 sursauts gamma détectés par BATSE, témoignant de la diversité des sursauts en forme, intensité et durée.

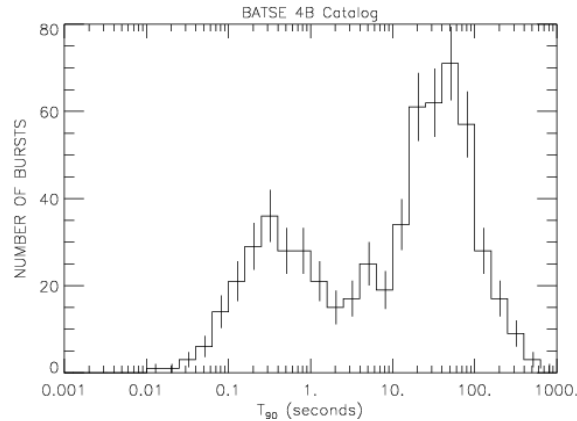


Figure 5.2

Distribution de la durée des sursauts gamma issus du catalogue 4B de BATSE.

La classification sursauts courts – sursauts longs se trouva renforcée par une forte corrélation entre la durée et la dureté du spectre des sursauts [318], impliquant qu'en moyenne les sursauts courts sont plus durs, tandis que les sursauts longs sont plus mous. Bien que cette classification soit largement admise par la communauté, des propositions ont aussi été avancées pour définir une troisième classe de sursauts. Basée sur les propriétés temporelles, mais aussi de fluence et de dureté spectrale, cette classe supplémentaire correspondrait à des sursauts de durée intermédiaire, par exemple de 2 à 10 secondes [319] [320], coïncidant en fait avec la troisième bosse sur la Figure 5.2. D'autres études montrent aussi l'existence d'une troisième classe intermédiaire, de durée comprise entre 25 et 50 secondes [321] ou constituée d'un mélange de sursauts courts et de sursauts longs [322]. De plus, le critère T_{90} a été défini selon la sensibilité et la bande spectrale du détecteur BATSE. En d'autres termes, un détecteur comme Swift, plus sensible et de gamme d'énergie plus faible, définirait davantage un sursaut court comme long, avec un temps T_{90} supérieur à 2s [323]. Enfin, cette classification devrait en théorie être basée sur les durées ramenées au référentiel propre des GRB (facteur $1+z$), et pas simplement sur les durées mesurées sur Terre. Néanmoins, bien que la frontière entre les deux distributions temporelles ne soit pas si nette, on distingue traditionnellement dans la littérature les sursauts gamma courts des sursauts longs, chacune des populations étant associée à des progéniteurs différents³³.

Des sursauts gamma longs ont été de nombreuses fois associés, grâce à la spectroscopie, à des supernovae (SN) de type Ic [325]. Ces associations ont été établies pour les couples sursaut gamma – supernova suivants : GRB980425 et SN 1998bw [300] [301], GRB030329 et SN 2003dh [326] [327], GRB031203 et SN 2003lw [328], GRB 050525A et SN 2005nc [329], GRB060218 avec SN2006aj [330] [331] et enfin très récemment GRB100316D et SN2010bh [332]. Dans d'autres cas, les sursauts longs présentent des bosses dans leur courbe de lumière, ce qui a été interprété comme une contribution lumineuse de supernovae (GRB970228 [333], GRB980326 [334], GRB011121 [335], GRB020410 [336], GRB021211 [337]). Mais certaines de ces études ont prêté à la controverse, car sans une mesure spectroscopique ou photométrique multi-bandes, il est difficile de déterminer le type et la luminosité absolue de la supernova, et donc de prouver une association. De plus, quelques exemples peuvent être consistents avec de la diffusion sur la poussière réémise en retard [338] [339], ou encore à une réémission thermique dû à la poussière [340]. Cependant, certains auteurs ont suggéré l'idée que chaque sursaut long soit associé à une supernova sous-jacente [341]. En fait, cette relation entre sursauts longs et supernovae avait déjà été prédite théoriquement [342]. Enfin, des études sur les galaxies hôtes des sursauts longs ont montré que ces dernières sont exclusivement des galaxies à formation stellaire, constituées d'étoiles jeunes et très massives [343]. Ces considérations entraînent que les sursauts longs sont certainement produits lors de l'effondrement d'une étoile massive, d'après le modèle du collapsar [344] [345] [346].

Contrairement aux sursauts longs, les sursauts courts sont associés à des galaxies hôtes vieillissantes, avec un faible taux de formation d'étoiles [303][304][305], et sont donc en moyenne situés à des redshifts plus petits que les sursauts longs. Le sursaut serait issu de la coalescence de deux objets compacts, probablement de deux étoiles à neutron ou d'une étoile à neutron avec un trou noir [347][348].

5.1.3 Description théorique de la boule de feu

Le cadre théorique qui permet de décrire les sursauts gamma se décompose habituellement en trois volets: l'événement initial qui crée l'éjecta relativiste, l'émission prompte et l'émission rémanente. Dans ce cadre, le modèle qui dépeint le mieux l'émission des sursauts gamma est le modèle dit de la boule de feu (fireball model) [349][350]. Après

³³ Par exemple, les sursauts longs GRB060614 et GRB060505 ont les propriétés intrinsèques des sursauts courts [324], tandis que les sursauts courts à grand redshift GRB080913 [309] et GRB090423 [310] ont les propriétés de sursauts longs.

avoir donner un aperçu rapide des progéniteurs origine du moteur central, nous décrivons les mécanismes d'accélération, puis de radiation, qui sont à l'origine du rayonnement observé.

5.1.3.1 *Le moteur central*

Afin d'expliquer les variations rapides en temps des sursauts, avec des énergies extrêmes mises en jeu, la description généralement donnée pour le moteur central consiste à considérer un trou noir central en rotation rapide entouré d'un disque d'accrétion [344]. En fait, un tel phénomène d'accrétion par un trou noir est déjà connu pour produire des jets relativistes, comme dans le cas des noyaux actifs de galaxies ou des microquasars (cf. §1.2). Mais l'énergie nécessaire pour produire un GRB est de plusieurs ordres de grandeur plus grande, nécessitant des conditions physiques différentes.

Dans le cas des sursauts longs, le modèle du collapsar correspond à un progéniteur traditionnellement associé à l'effondrement d'une étoile massive, de masse supérieure à 30 masses solaires (M_{\odot}), le plus vraisemblablement une étoile Wolf-Rayet (absence d'hydrogène comme dans le cas des supernovae de type Ic). L'énergie du sursaut provient de l'accrétion du disque formé autour du trou noir, d'une masse typique de $0.1 M_{\odot}$. Si les jets sont suffisamment puissants, ils traversent l'enveloppe stellaire et produisent un GRB, dont la durée est de l'ordre de celle de l'accrétion du disque par le trou noir, soit quelques dizaines de secondes [346]. Un scénario alternatif consiste à considérer un processus en deux étapes, selon le modèle appelé supranova [351]. Dans un premier temps, une supernova explose, donnant naissance à une étoile à neutron en rotation très rapide. Puis, après quelques jours ou semaines, quand l'étoile perd peu à peu de son moment angulaire, la force centrifuge diminue, ne permettant plus de s'opposer à l'attraction gravitationnelle. L'étoile à neutron implose, et s'effondre en un trou noir.

Dans le cas des sursauts courts, le progéniteur est vraisemblablement un système binaire constitué de deux étoiles à neutrons ou une étoile à neutron et un trou noir [347][348]. La coalescence du système binaire engendre également un trou noir entouré d'un disque d'accrétion, mais, à la différence du modèle du collapsar, le disque est consumé en une fraction de seconde, origine d'un sursaut gamma court. La fusion des deux objets compacts du système binaire est aussi le candidat privilégié pour l'émission d'ondes gravitationnelles. Un autre type de moteur central concerne les magnétars millisecondes (cf. §1.2.2). Ces objets pourraient être une étoile à neutron hypermassive, formée lors de la coalescence de deux étoiles à neutrons [352][353]. La source d'énergie dans ce cas est d'origine rotationnelle ou magnétique, sans besoin du disque d'accrétion. Ces deux modèles satisfont les conditions essentielles des propriétés des sursauts courts [354].

5.1.3.2 *Mécanisme d'accélération*

Le réservoir d'énergie d'un GRB est donc constitué de l'énergie gravitationnelle d'accrétion, de l'énergie de rotation du trou noir central et/ou de l'énergie magnétique. Une fraction de l'énergie est initialement convertie en un flot de photons, d'électrons/positrons et de baryons, éjectés du moteur central en un temps très court. Dans le cadre du modèle de la boule de feu, schématisé sur la Figure 5.3, le mécanisme d'accélération se fait par chocs internes [355]. En effet le plasma n'est pas éjecté de manière continue mais plutôt par couches successives, avec des facteurs de Lorentz très variés, typiquement entre 10^2 et 10^3 . Les couches rapides vont donc rattraper les couches lentes, formant des ondes de chocs relativistes qui accélèrent la population des électrons et des baryons du plasma. Les chocs internes permettent ainsi de convertir l'énergie cinétique de l'éjecta en particules énergétiques. Les électrons rayonnent leur énergie par rayonnement synchrotron ou Compton inverse, origine de la brusque émission des photons observés pendant l'émission prompte. Chaque pic observé dans les courbes de lumière des GRB (Figure 5.1) correspondrait ainsi à un choc individuel issu de la *collision* de deux couches successives. La phase des chocs internes prend fin lorsque les couches entrent en collision avec le milieu interstellaire (ISM), formant les chocs dits externes [349]. Le choc externe se compose d'un choc retour, qui se propage dans l'éjecta, et d'un choc avant, se propageant vers l'ISM. Le choc avant serait

responsable de l'émission rémanente du sursaut observée du domaine radio aux rayons X ou gamma [356], tandis que le choc retour est soit interprété en terme de flash optique, soit en terme de contribution de la rémanence.

Mais il existe des modèles alternatifs pour expliquer l'émission prompte, par exemple grâce à l'énergie magnétique disponible dans les magnétars millisecondes. L'extraction de l'énergie est assurée par la dissipation magnétique due à la reconnexion des lignes de champ, menant également à l'accélération des particules [358].

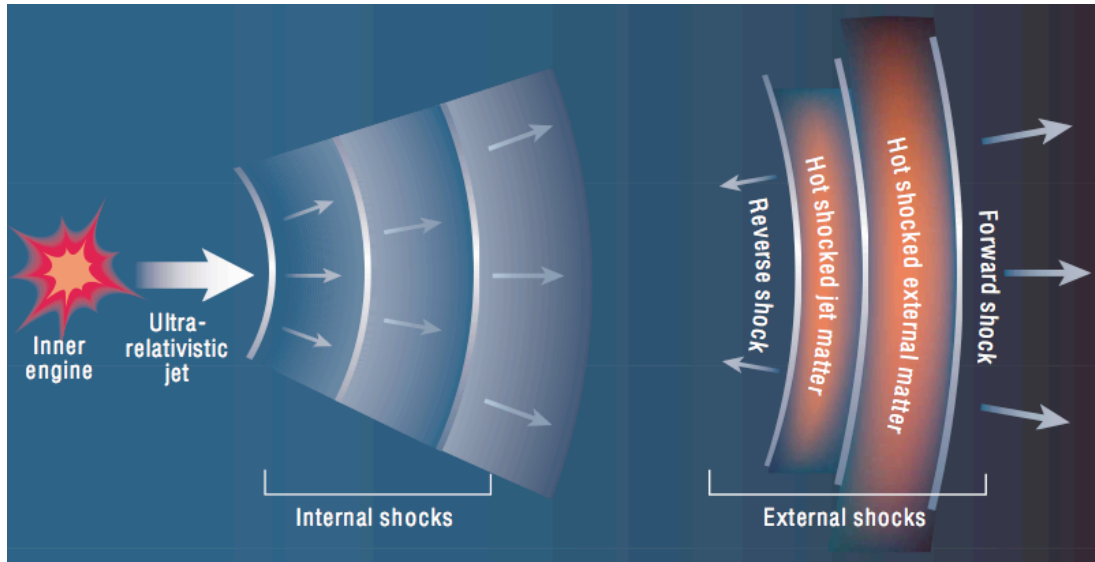


Figure 5.3

*Schéma du modèle de la boule de feu impliquant chocs internes et externes. Un sursaut gamma est probablement généré par un moteur central qui éjecterait un flot de particules relativistes. Puis les chocs internes se forment, responsables de l'émission prompte du sursaut. Quand le jet est ralenti dans le milieu interstellaire, les chocs externes sont créés, incluant le choc retour et le choc avant, ce dernier étant à l'origine de l'émission rémanente. **Crédit:** T. Piran [357]*

5.1.3.3 Mécanisme de radiation

Le processus radiatif dominant à l'origine de l'émission prompte est probablement le rayonnement synchrotron. Un deuxième mécanisme serait dû aux électrons relativistes qui diffusent par Compton inverse avec les photons du rayonnement synchrotron (SSC). Le cas du sursaut GRB080319B suggère d'ailleurs que l'émission optique serait due au rayonnement synchrotron, tandis que l'émission des rayons gamma proviendrait du SSC [359]. Enfin un troisième mécanisme invoquerait la diffusion Compton sur une population de photons thermiques. Néanmoins les informations issues des courbes de lumière ou des propriétés spectrales des sursauts ne permettent pas de discriminer sans ambiguïté les différents processus mis en jeu. Une avancée prometteuse pourrait être apportée par la mesure de la polarisation des GRB, et ainsi mener à une identification du mécanisme de radiation de l'émission prompte [360].

5.1.4 Flux de neutrinos attendu

La production des photons est souvent associée au rayonnement synchrotron ou au processus inverse Compton des électrons accélérés dans les chocs, lorsque les jets émergent de l'enveloppe stellaire par exemple dans le cas du collapsar. Il est attendu que les chocs accélèrent de même les protons, qui produiront des neutrinos de haute énergie. Les deux phases d'émission généralement attendues en provenance des GRB sont discutées, et qui incluent la phase précurseur et l'émission prompte.

5.1.4.1 Modèle du précurseur

Cette phase correspond à la période où les jets de particules relativistes n'ont pas encore émergés de l'enveloppe stellaire du progéniteur, c'est-à-dire lorsque les chocs internes se produisent à une distance plus petite que la surface de l'étoile, dans un environnement optiquement épais. Les protons accélérés lors des chocs interagissent d'abord avec les photons synchrotron issus des électrons accélérés et la partie des protons non accélérés dans le jet. Puis les protons s'échappent des chocs internes pour interagir avec les photons choqués en avant et les protons stellaires. Les pions chargés issus des interactions $p\gamma$ et pp subissent une rude compétition entre leur désintégration en neutrinos et leur perte d'énergie dues aux diffusions Compton inverse et au rayonnement synchrotron. Néanmoins une production de neutrinos de quelques TeV est attendue [361]. Cette phase n'est pas accompagnée d'émission photons, ces derniers ne pouvant s'échapper du milieu dense. Elle est donc appelée précurseur car les neutrinos arrivent avant la contrepartie électromagnétique, de 10 à 100s. C'est aussi ce modèle qui est privilégié pour les dark GRB.

5.1.4.2 Emission prompte

Puis l'émission prompte proprement dite est observée, lorsque les gamma sont produits par rayonnement synchrotron ou Compton inverse à partir des électrons accélérés dans une région optiquement fine, après que les jets aient émergé de l'enveloppe stellaire. Les chocs vont également accélérer des protons, conduisant à la production de neutrinos de haute énergie.

L'émission prompte dans le domaine optique est relativement bien caractérisée par la célèbre fonction de Band, fonction en loi de puissance qui s'écrit [362] :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = A \begin{cases} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\alpha_\gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_p}\right) & E \leq (\alpha - \beta)E_p \\ \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\beta_\gamma} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{(\alpha - \beta)E_p}{E_0}\right)^{\alpha - \beta} & E \geq (\alpha - \beta)E_p \end{cases} \quad (5.1)$$

où E est l'énergie des photons, $E_0 = 100$ keV et E_p l'énergie de référence telle que $\varepsilon_\gamma^b = (\alpha_\gamma - \beta_\gamma)E_p$ soit l'énergie de coupure du spectre (typiquement 1 MeV), tandis que les paramètres α et β caractérisent le spectre photonique. Ces indices spectraux sont déterminés empiriquement, et sont de l'ordre de $\alpha \sim -1$ et $\beta \sim -2$ pour les sursauts longs, et $\alpha \sim 0$ et $\beta \sim -1$ pour les sursauts courts.

En supposant que l'efficacité de conversion de l'énergie est du même ordre de grandeur pour les électrons et les protons, Waxman et Bahcall (WB) proposèrent un scénario dans lequel la production de pions issus des protons accélérés est efficace [363]. La moitié de l'énergie perdue des protons est convertie en π^0 tandis que l'autre moitié en π^\pm . Les neutrinos sont alors produits suite à la décroissance des pions chargés selon :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \rightarrow e^\pm + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \quad (5.2)$$

où chaque produit de désintégration emporte un quart de l'énergie du pion, lui-même ayant emporté 20% de l'énergie initiale du proton. Ainsi les neutrinos produits ont une énergie de l'ordre de 5% de celle du proton parent. Comme les pions sont produits lors d'interactions $p\gamma$ à la résonance Δ , l'énergie du proton et donc du neutrino est inversement proportionnelle à celle du photon. La première coupure en énergie est attendue pour :

$$\varepsilon_\nu^b = 5.10^{14} \Gamma_{300}^2 \left(\frac{\varepsilon_\gamma^b}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \text{ eV} \quad (5.3)$$

avec $\Gamma_{300} = \Gamma/300$ le facteur de Lorentz renormalisé du jet. Une seconde coupure ε_ν^s en énergie intervient dans le spectre de neutrino, dû au refroidissement par synchrotron des pions et muons de haute énergie. Mais les caractéristiques du spectre de neutrinos donnés par WB sont génériques et s'appliquent pour un nombre moyen de GRB observés. Pour une

étude d'un sursaut gamma individuel, il est préférable d'utiliser une paramétrisation basée sur les caractéristiques de l'émission gamma. Le flux de neutrinos peut alors s'écrire [364]:

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} = A_\nu \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_\nu^b} \right)^{-\alpha_\nu} & E_\nu < \varepsilon_\nu^b \\ \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_\nu^b} \right)^{-\beta_\nu} & \varepsilon_\nu^b < E_\nu \leq \varepsilon_\nu^s \\ \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_\nu^b} \right)^{-\beta_\nu} \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_\nu^s} \right)^{-1} & E_\nu > \varepsilon_\nu^s \end{cases} \quad (5.4)$$

avec les indices du spectre neutrino définis comme :

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= \beta_\gamma + 1 \\ \beta_\nu &= \alpha_\gamma + 1 \end{aligned} \quad (5.5)$$

le facteur de normalisation valant :

$$A_\nu = \frac{1}{8} \frac{1}{f_e} \frac{F_\gamma}{\ln(10)} f_\pi \quad (5.6)$$

et les énergies de coupures :

$$\begin{aligned} \varepsilon_\nu^b &\approx 7 \times 10^5 \frac{1}{(1+z)^2} \left(\frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_\gamma^b}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \text{ GeV} \\ \varepsilon_\nu^s &\approx 10^7 \frac{1}{(1+z)} \sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_B}} \left(\frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^4 \left(\frac{L_\gamma}{10^{52} \text{ erg/s}} \right)^{-1/2} \left(\frac{t_{\text{var}}}{10 \text{ ms}} \right) \text{ GeV} \end{aligned} \quad (5.7)$$

où $f_\pi = 0.2$ et F_γ est la fluence du sursaut. Ces neutrinos, d'une énergie de quelques PeV (10^{15} eV), sont attendus arrivés en coïncidence avec l'émission prompte du sursaut, hormis bien sur si l'anomalie sur la vitesse des neutrinos de haute énergie observée par OPERA se trouvait confirmée, impliquant dans ce cas que l'émission neutrino arriverait avec une avance de 265 000 ans pour un sursaut situé à un redshift $z = 0.5$ [365] !

5.2 Politique d'alerte sur ANTARES

La compréhension des sursauts gamma, qui font partie des phénomènes les plus violents de l'Univers, doit se faire par l'observation. Mais la clef pour contraindre efficacement les modèles théoriques qui les décrivent réside dans l'observation multi-longueurs d'onde, voire multi-messagers. En effet, nous avons montré précédemment que les grandes avancées ont eu lieu grâce à l'observation dans un domaine de fréquence de plus en plus large. Cette approche a conduit la communauté à mettre en place un réseau de surveillance mondial, dans le but d'obtenir un suivi optique de chaque nouvelle détection de sursauts gamma. Ce réseau GCN reçoit l'information transmise par un des satellites du réseau, puis la redistribue à un ensemble d'instruments, sol ou espace [366]. ANTARES fait également partie de ce réseau, et a mis en place une acquisition dédiée en cas de réception d'une alerte [267]. Selon cette approche, la recherche de neutrinos en provenance de sursauts gamma se fait en aval de l'observation gamma. Mais une démarche différente peut être entreprise, qui consiste à déclencher sur l'observation d'une topologie particulière d'un événement neutrino, afin de provoquer un suivi optique d'un potentiel sursaut gamma. Sur ANTARES, cette démarche a donné naissance au projet TAToO.

Après avoir décrit les principaux satellites gamma à partir desquels ANTARES reçoit des alertes GRB, nous décrirons le principe de fonctionnement du réseau GCN, puis le projet TAToO, qui est une collaboration avec les télescopes TAROT et ROTSE.

5.2.1 Les satellites gamma

Les alertes satellites reçues par ANTARES depuis la phase 5 lignes, c'est-à-dire depuis le 29 janvier 2007, proviennent des trois missions INTEGRAL, Swift et Fermi. Nous donnons ici une brève description des instruments à bord de ces satellites, avec un accent porté sur le délai de transmission des alertes. Nous concluons sur les perspectives des futurs instruments spatiaux dédiés à la détection des sursauts gamma.

5.2.1.1 La mission INTEGRAL

Le satellite européen INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory, [367]) a été soutenu par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dès 1993, et mis en orbite par le lanceur russe PROTON le 17 octobre 2002. Ce satellite est dédié à la spectroscopie et à l'imagerie des sources gamma célestes, dans le domaine d'énergie de 15 keV à 10 MeV. Le spectromètre, l'imageur et les moniteurs X-ray utilisent la technique du masque codé [368] pour la séparation et la localisation des sources. Cette technique consiste à détecter l'ombre d'un masque troué, projeté par les rayons γ par exemple, sur le détecteur. Le décalage de l'ombre par rapport à l'axe du détecteur permet de déterminer la direction de la source, et donc sa position dans le ciel.

Bien qu'INTEGRAL soit une mission spatiale dédiée à l'étude générale de l'astronomie γ , un système d'alerte a été mis en place pour la détection des sursauts gamma, en tirant profit de la rapide localisation des événements observés par l'imageur IBIS, dans un large champ de vue. Le système d'alerte permet ainsi un suivi multi longueurs d'onde de la source. Mais, contrairement à la plupart des autres satellites γ , INTEGRAL n'a pas de système embarqué de recherche de sursauts gamma, les données du télescope étant transmises en continu à l'ISDS (INTEGRAL Sciences Data Centre) basé en Suisse. Le système d'alerte est alors assuré par le logiciel IBAS (INTEGRAL Burst Alert System, [369]), considéré comme le cinquième instrument du satellite. Les performances en terme de délai de transmission de l'alerte dépendent ; du délai à bord du satellite, du temps de transmission au centre de l'ESA (à Darmstadt), puis de la transmission à l'ISDS, du temps de traitement de l'algorithme qui recherche un sursaut, puis de la conversion en coordonnées célestes et la comparaison avec un catalogue de sources. L'alerte peut ainsi être envoyée seulement 30 secondes après la première détection, avec une précision sur la position meilleure que quelques secondes d'arc.

5.2.1.2 La mission Swift

La mission Swift [302] a été spécialement conçue pour l'étude des sursauts gamma et de leur rémanence. Mission initiée par la NASA, le satellite a été mis en orbite le 20 novembre 2004. Il comprend trois instruments, le télescope BAT (Burst Alert Telescope, [370]), le télescope à rayons X, le XRT (X-Ray Telescope, [371]) et un télescope optique UVOT (UltraViolet/Optical Telescope, [372]).

Le télescope BAT, basé lui aussi sur la méthode du masque codé, fonctionne selon deux modes, le mode sondage et le mode burst. Par défaut, il est en mode sondage en attendant qu'un sursaut gamma survienne dans son champ de vue. Un algorithme embarqué à bord du satellite analyse les données, et déclare un sursaut si un excès d'événement en provenance d'une source non répertoriée dans le catalogue embarqué est observé. Dans le cas du mode sondage, les données sont intégrées sur cinq minutes avant d'être transmises à terre. Dans le cas d'une détection de sursaut, les données photon-par-photon sont envoyées à terre avec une première localisation du sursaut pour les suivis au sol, à travers le réseau GCN. Cette information est également retransmise au satellite pour lui permettre de se positionner afin que le sursaut gamma se situe dans le champ de vue des deux instruments XRT et UVOT. Swift est capable de réaliser des observations X et optique/UV de plus de 100 sursauts gamma par an dans les 20 à 70 secondes après la détection du burst. Moins d'une minute après cette première détection, le XRT raffine la position du sursaut, qui sera encore améliorée par l'instrument UVOT dans les trois minutes suivantes.

5.2.1.3 *La mission Fermi*

Le télescope Fermi (Fermi Gamma-ray Space Telescope, [313]) est un observatoire spatial international, lancé le 11 juin 2008 par un lanceur de type Delta II. Cette mission embarque deux instruments, le télescope LAT (Large Area Telescope, [373]) et le moniteur GBM (GLAST Burst Monitor, [374]).

Le télescope LAT, situé au cœur du satellite, est l'instrument principal de la mission Fermi, couvrant le domaine d'énergie de 20 MeV à 300 GeV. Le LAT est composé de 16 tours, selon un schéma 4x4, enfermées dans un ACD (Anti Coincidence Detector). Chaque tour est constituée d'un trajectographe et d'un calorimètre. Le trajectographe, composé de couches successives de tungstène et de silicium, a pour rôle de convertir le gamma incident en paire e^+e^- , de déterminer la direction du gamma incident et donc du sursaut, et d'assurer le déclenchement de l'acquisition. La paire e^+e^- va alors déposer son énergie par cascades électromagnétiques dans le calorimètre.

Le moniteur GBM est constitué de 12 détecteurs scintillateurs NaI couvrant la gamme d'énergie de 8 keV à 1 MeV, et de deux scintillateurs BGO disposés autour du satellite, sensible de 150 keV à 40 MeV et offrant un large champ de vue pour la recherche de sources transitoires comme les sursauts gamma. La précision de la localisation du sursaut est de l'ordre de 15° dans les premières 8 secondes, puis de 5° une dizaine de secondes après. Ces informations sont transmises aux réseaux de surveillance au sol, ainsi qu'au LAT.

5.2.1.4 *Conclusions et perspectives sur les futurs projets GRB*

Le catalogue le plus récent d'INTEGRAL [375] sur les sursauts gamma regroupe un total de 56 bursts détectés entre novembre 2002 et septembre 2008, soit une moyenne de 10 sursauts par an. Dans cet échantillon, l'imageur IBIS a détecté la rémanence de 50% des sursauts, tandis que 5% des sursauts ont une mesure de redshift. Grâce à l'IBAS, le satellite INTEGRAL a été le premier à fournir des positions de sursauts avec une incertitude de 2-3 minutes d'arc en quasi temps réel, c'est-à-dire de l'ordre d'une minute. Depuis, le satellite Swift dédié à l'étude des sursauts gamma a été lancé.

Le premier catalogue de Swift/BAT [376] a répertorié 237 sursauts gamma sur la période de décembre 2004 à juin 2007, soit une moyenne de 95 sursauts par an. Le temps de réponse médian entre le temps de détection du GRB et l'envoi de la notice de position GCN est de l'ordre de 30 s, tandis que la différence de position calculée par les deux instruments BAT et XRT est de 1.75 minutes d'arc pour 90% des sursauts. Swift est de plus capable d'étudier les premiers instants de la rémanence du sursaut en X, ce qui était inaccessible avec les instruments antérieurs. Mais l'avènement de la nouvelle génération de télescopes spatiaux tels que Fermi va offrir des opportunités énormes dans la compréhension de la nature des sources gamma intenses, et en particulier dans celle des sursauts gamma. Le premier catalogue de Fermi GBM fait déjà référence à 492 GRB pour les deux premières années de fonctionnement [377]. De plus, la gamme d'énergie accessible par Fermi va permettre d'intercalibrer les différentes méthodes observationnelles en gamma, comme celle des télescopes Cherenkov atmosphériques au sol.

Trois missions sont prévues dans un proche avenir pour l'étude des sursauts gamma, bien qu'en attente de financement. Ces futures missions spatiales, SVOM (Space-based multi-band astronomical Variable Object Monitor, [378]), EDGE (Explorer of Diffuse emission and Gamma-ray burst Explosions, [379]) et EXIST (Energetic X-ray Imaging Survey Telescope, [380]) devraient permettre d'améliorer significativement le nombre de sursauts détectés à grand redshift, en l'occurrence à $z \geq 6$ [381]. La mission SVOM en particulier est le fruit d'une collaboration entre les agences spatiales chinoise (CNSA) et française (CNES). Les instruments embarqués à bord du satellite combinent un imageur en X et gamma à masque codé (ECLAIRs, [382]), le spectrophotomètre GRM (Gamma-Ray Monitor, [383]), le télescope XIAO (X-ray Imager for Afterglow Observation, [384]) à rayons X mous, ainsi qu'un télescope visible VT (Visible Telescope) dédié à la mesure de la rémanence des sursauts.

5.2.2 Le réseau GCN

Le réseau GCN (Gamma ray bursts Coordinates Network, [366]) est un réseau d'alertes dédié à la détection et au suivi des sursauts gamma. Il est décomposé en deux classes ; la première classe d'alertes concerne la distribution en quasi temps réel de la localisation de sursauts gamma détectés par divers satellites (Swift, HETE, INTEGRAL, IPN, ...), et que l'on nomme les Notices GCN ; la seconde classe concerne la distribution des observations de suivis optiques de ces sources à la communauté, et qui sont appelées les Circulaires ou les Rapports GCN.

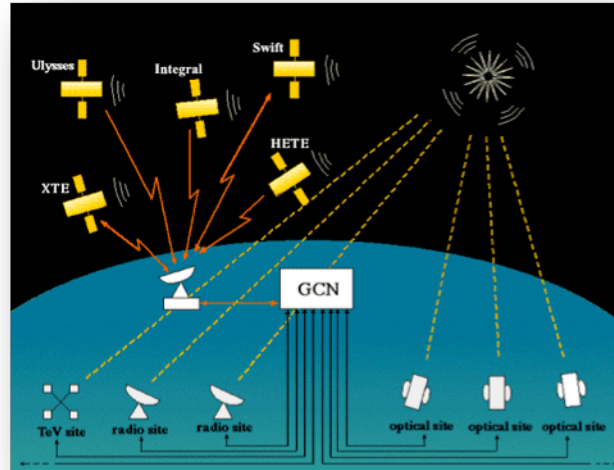


Figure 5.4

Principe du réseau GCN qui, après avoir reçu les informations du sursaut gamma détecté par un des satellites, les redistribue aux autres instruments pour assurer les suivis optiques.

Les délais moyens de génération de l'alerte diminuent avec la génération des satellites, tandis que le taux d'alertes est de plus en plus important. Cependant, la politique de la mission Swift et des missions ultérieures est de privilégier la réalité de l'alerte ainsi que la précision de la localisation du sursaut, au détriment d'un temps de transmission du message d'alerte plus long, ceci afin de prévenir de trop nombreuses fausses alertes, trop fréquentes (plusieurs par jour).

L'intérêt du réseau d'alerte GCN réside donc dans la transmission en quasi temps réel de la détection d'un sursaut gamma, afin de permettre l'observation de l'afterglow par les suivis au sol. Comme les télescopes ont généralement un champ de vue limité, cette information doit s'accompagner d'une localisation précise du sursaut. ANTARES est ainsi relié au système de distribution des alertes GRB, mettant le détecteur dans un mode d'acquisition particulier. Cependant, comme ANTARES a par définition un très large champ de vue (2π sr, voir 4π sr), le mode d'acquisition dédié est déclenché dès les premières Notices d'alerte, en l'occurrence les Notices INTEGRAL_WAKEUP, Swift-BAT_POS et Fermi-GBM_Alert, qui n'incluent pas forcément les informations de position.

Le traitement des données ANTARES en mode dédié GRB consiste à stocker les données brutes sans filtrage, pendant une durée de deux minutes (cf. §4.1.4.1). Ce mode d'acquisition, qui fonctionne en parallèle de l'acquisition standard, permet de rechercher *a posteriori* une direction privilégiée. Pour s'affranchir du temps de transmission satellite→GCN→ANTARES, un système de temporisation des données a été mis en place dans ANTARES [267], afin de retarder de plusieurs dizaines de secondes la sélection définitive des données. Ceci permet en outre de pouvoir couvrir le domaine des modèles des précurseurs, pour lesquels les neutrinos sont émis avant les gamma.

5.2.3 Le suivi optique avec le projet TAToO

L'étude des phénomènes transitoires par un télescope à neutrinos repose donc sur la recherche de corrélations entre l'émission photon du sursaut gamma et un signal neutrino. Or ANTARES présente deux avantages primordiaux qui lui permettent d'être un détecteur complémentaire aux satellites gamma : son large champ de vue, de 2π sr, voire de 4π sr, et son acquisition en continue, 24h/24. Ainsi, dans le but d'augmenter la sensibilité des télescopes à neutrinos vis-à-vis des sources transitoires, l'idée était de développer une procédure basée sur la détection d'un signal neutrino caractéristique, qui puisse servir d'alerte pour un suivi optique assuré par un réseau de télescopes automatiques. Ce programme de suivi optique des neutrinos de haute énergie a été initialement proposé dans le cadre d'IceCube [385], opérationnel depuis l'automne 2008 [386]. J'ai participé à la mise en place d'un tel système d'alerte sur ANTARES, baptisé TAToO (Telescopes and ANTARES Target of Opportunity, [387]), en opération depuis fin 2009.

5.2.3.1 Le système d'alerte neutrino

Afin de pouvoir envoyer une alerte rapidement, le programme TAToO bénéficie de l'outil de reconstruction BBFit [274], installé directement après le Data Filter mais avant l'écriture des données sur disque (cf. §4.1.2). Cette version *on-line*, appelée BBAlert, met 5 à 10 ms pour reconstruire un événement, et est finalement pénalisée par la temporisation des données (~ 1 minute) qui a lieu en amont pour l'acquisition spéciale des données brutes en cas de réception d'une alerte GRB par le réseau GCN.

Le système d'alerte d'ANTARES est basé sur deux topologies différentes. La première signature provient de la coïncidence de deux neutrinos ou plus dans une fenêtre temporelle Δt et angulaire $\Delta\Omega$. En effet, le taux de faux positifs pour ce type de déclenchement s'écrit [385]:

$$R_n^{atm} \approx n! \left[\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \Delta t \right]^{n-1} (R_1^{atm})^n \quad (5.8)$$

où R_1^{atm} est le taux de neutrinos atmosphériques, et R_n^{atm} le taux de faux positifs pour une détection de n neutrinos en coïncidence. Typiquement, pour un taux de $R_1^{atm} \approx 5$ neutrinos par jour, une ouverture angulaire de $\Delta\Omega = 2^\circ \times 2^\circ$ et un intervalle en temps $\Delta t = 900$ s, une fausse détection d'un doublet neutrinos n'est attendue qu'une fois tous les 25 ans, rendant ce type de détection significatif. Cependant, jusqu'à aujourd'hui, aucune détection de doublet n'a donné lieu à une alerte TAToO [388]. La seconde signature provient des neutrinos de très haute énergie, en utilisant la propriété que les neutrinos issus d'un GRB ont un spectre en énergie plus dur que celui des neutrinos atmosphériques. Les critères de sélection des événements sont dans ce cas optimisés afin d'envoyer de l'ordre de 25 alertes par an au réseau de télescopes associés. Comme le champ de vue de ces derniers est limité, une boîte d'erreur inférieure à 1° est requise pour l'envoi des alertes. La direction du neutrino détecté peut également être affinée dans les minutes qui suivent la détection grâce à une deuxième procédure de reconstruction³⁴. Cet algorithme de reconstruction utilise la géométrie du détecteur, permettant d'améliorer la résolution médiane de 0.45° à 0.25° pour les événements d'énergie supérieure à 100 TeV [388].

5.2.3.2 Les télescopes TAROT et ROTSE

Dès qu'un neutrino de haute énergie est détecté, ou un doublet d'événements neutrino, alors une alerte est envoyée à un réseau de télescopes afin d'effectuer un suivi optique de la détection. Ce réseau de télescopes associé à ANTARES est constitué des deux télescopes robotisés TAROT [389], et depuis janvier 2010, des quatre télescopes ROTSE [390]. Ces télescopes, de diamètre respectif 0.25 m et 0.45 m, ont un large champ de vue de $2^\circ \times 2^\circ$, idéal vis-à-vis de la résolution angulaire d'ANTARES. La séquence d'images prises par TAROT inclut 6 images de 3 minutes pour chaque nuit d'observation, sur un total de 12 jours répartis

³⁴ Cette procédure est automatique depuis septembre 2011.

entre T0 et T0+60 jours, tandis que la stratégie d’observation de ROTSE comprends 30 images de 60 s la première nuit, puis 8 images de 60 s pour les 12 autres nuits entre T0 et T0+28 jours. Cette stratégie d’observation est optimisée afin d’identifier des sources transitoires dans les images, tels que les sursauts gamma ou les supernovae. A ce jour, l’ensemble des alertes ont été analysées dans le cadre d’une thèse [388], et aucune contrepartie optique n’a été découverte. Cependant ce programme reste très prometteur, et des améliorations sont envisagées pour le futur proche (augmenter le nombre d’acquisition d’images dans l’heure qui suit la détection neutrino, rajouter d’autres réseaux de télescopes robotisés pour une meilleure couverture).

5.3 Analyse dédiée pour les GRB

Pour la suite du chapitre, nous considérerons uniquement la recherche de neutrinos en provenance de GRB observés optiquement. Deux alternatives pour l’analyse des données sont alors possibles : l’utilisation des données brutes GRB ou l’utilisation des données standard d’ANTARES. Les données brutes présentent l’avantage de ne pas avoir subies de sélection de données (trigger de niveau 2, cf. §4.1.3), permettant potentiellement une meilleure efficacité de reconstruction pour les événements provenant d’une direction définie. L’inconvénient principal est que si l’alerte envoyée par le réseau GCN est reçue plus d’une minute après la détection du sursaut³⁵, alors la probabilité d’une détection neutrino issue de l’émission prompte est fortement réduite. D’autre part, la durée de cet échantillon étant égale à deux minutes, la recherche de neutrinos se trouve limitée au mieux à cette durée. Nous n’aborderons ici que les analyses menées à partir des données standard d’ANTARES.

Nous avons montré dans la section §5.1.4 qu’une émission de neutrinos est attendue en coïncidence temporelle avec l’émission de photons issue d’un sursaut gamma. Comme la bouffée gamma est de courte durée pour ce genre d’objets, la recherche de neutrinos en provenance de GRB se fait dans un intervalle de temps limité. D’autre part, comme les sursauts gamma sont des sources ponctuelles, la recherche de neutrinos est également restreinte à un cône angulaire donné, typiquement de l’ordre de grandeur de la résolution des outils de reconstruction de traces. Ces deux propriétés permettent de réduire considérablement le bruit de fond atmosphérique, rendant la recherche de neutrinos en provenance de GRB très encourageante. Je présente ici le principe de l’analyse que j’ai menée avec l’aide d’un post-doctorant sur la recherche de neutrinos en provenance du sursaut GRB 080916C, détecté par Fermi le 16 septembre 2008.

5.3.1 Le sursaut GRB080916C

Le 16 septembre 2008, à 00:12:45 UT, le sursaut GRB080916C a été détecté par les deux instruments GBM et LAT à bord du satellite Fermi [314]. Le sursaut GRB080916C est un sursaut long avec $T_{90}=66$ s et est situé à un redshift $z \sim 4.35 \pm 0.15$ [391]. La localisation du sursaut donnée par le LAT a pour coordonnées d’ascension droite et de déclinaison (RA) = 07h59m31s (Dec) = $-56^{\circ}35'24''$, avec une précision meilleure que $\sim 0.1^{\circ}$.

Une de ses particularités est que parmi son émission gamma à haute énergie, 14 événements ont été détectés à une énergie supérieure à 1 GeV, dont trois au-dessus de 10 GeV. De plus, cette émission haute énergie est retardée par rapport à l’émission prompte de plus basse énergie. D’autres exemples dans la littérature font également référence à de tels sursauts ayant une émission haute énergie retardée, comme le GRB940217 détecté par EGRET et dont un photon de 18 GeV a été enregistré 90 minutes après le trigger BATSE [392], ou encore le GRB080825 détecté par Fermi [393]. Différentes interprétations sont avancées pour expliquer cette émission retardée, et l’une d’entre elles fait appel aux processus hadroniques pour lesquels l’émission retardée serait la conséquence du temps nécessaire à l’accélération des protons, pouvant produire des neutrinos haute énergie [314].

³⁵ Cette durée correspond à la durée de temporisation des données dans la chaîne d’acquisition.

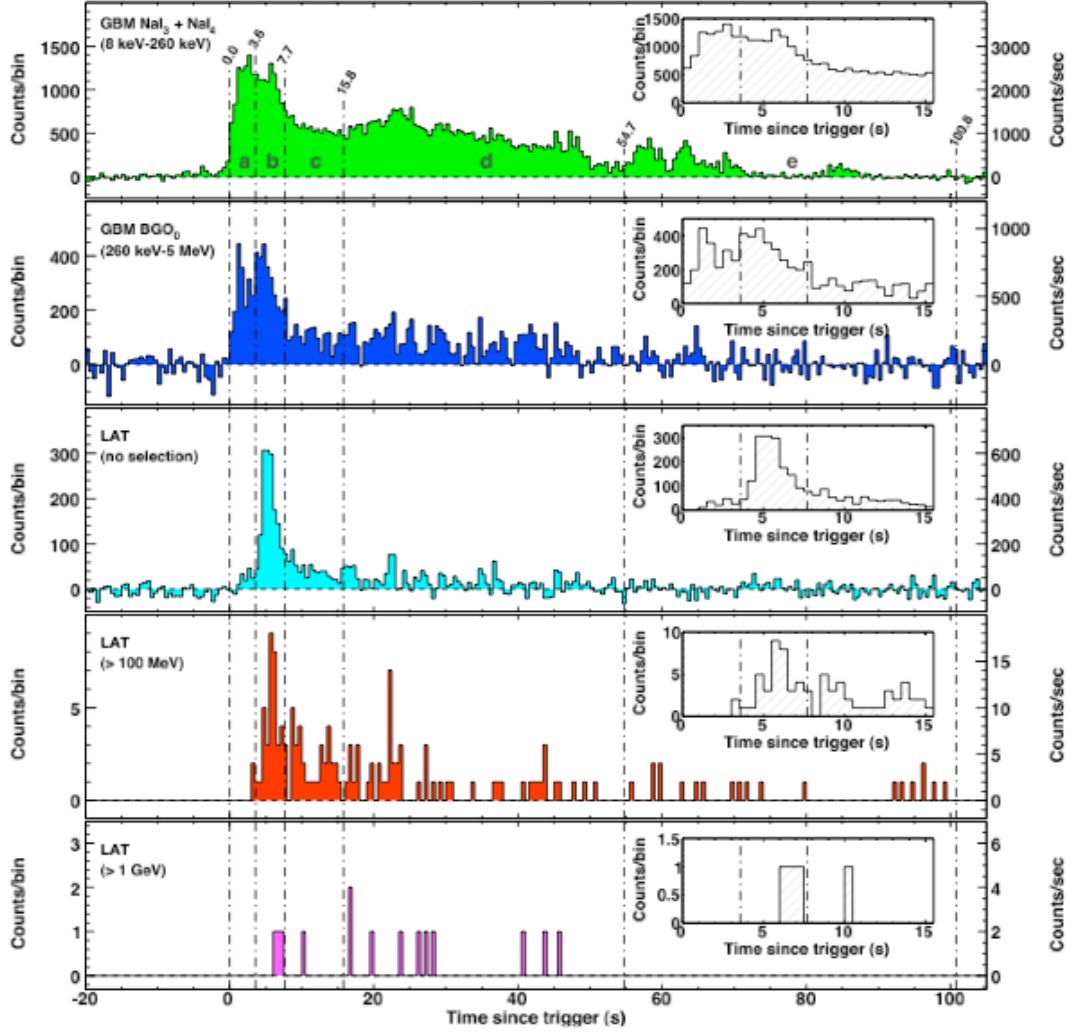


Figure 5.5

Courbes de lumière du GRB 080916C observé par les détecteurs GBM et LAT à bord du satellite Fermi, pour différentes bandes en énergie, en fonction de leur temps d'arrivée (cinq intervalles de temps notés a, b, c, d et e). Crédit : [394]

Les courbes de lumière du GRB080916C sont données Figure 5.5, et les spectres en énergie sont relativement bien ajustés par la fonction de Band sur les cinq gammes en énergie, de 8 keV à 10 GeV, avec une énergie de coupure ϵ_γ^b qui varie de 230 à 1200 keV, et des indices spectraux qui varient de -0.6 à -1.05 pour α , et de -2.2 à -2.6 pour β [314]. De plus, un facteur de Lorentz élevé est attendu, typiquement $\Gamma \sim 600$ et $\Gamma \sim 900$ pour les intervalles de temps d et b de la Figure 5.5.

Le calcul du spectre neutrino est effectué d'après le scénario du modèle de la boule de feu, selon l'approche adoptée au §5.1.4.2. Ce calcul se fait à partir des propriétés spectrales des gamma, dont les paramètres sont donnés dans le Tableau 5.1. Pour les paramètres gamma non mesurés, des valeurs par défaut sont prises issues de [395]. Les paramètres du spectre neutrino sont donnés dans le Tableau 5.2 pour trois valeurs du facteur de Lorentz.

Tableau 5.1

Liste des paramètres gamma utilisés pour le calcul du spectre neutrino pour le GRB 080916C.

Paramètre	Valeur	Référence
Energie	8.8×10^{54} ergs	[314]
Durée du burst (T_{90})	66s	[314]
Γ_{jet}	600, 900, 1200	[314]
Spectre γ : F_{γ} (10 keV-10 GeV)	2.4×10^{-4} erg.cm ⁻²	[314]
Spectre γ : 1 st index α	0.9	[314]
Spectre γ : 2 nd index β	2.3	[314]
Spectre γ : break energy ε^b	500 keV	[314]
Redshift z	4.35	[314]
$x_{p \rightarrow \pi}$	0.2	[395]
Fraction de l'énergie du jet e^- : ε_e	0.1	[395]
Fraction de l'énergie du jet B: ε_B	0.1	[395]
Rapport d'énergie entre e^-/p : f_e	0.1	[395]
t_{var}	0.01s	[395]

Tableau 5.2

Caractéristiques du spectre énergétique des neutrinos en provenance du GRB 080916C.

GRB080916C	$\Gamma=600$	$\Gamma=900$	$\Gamma=1200$
Indices spectraux (α, β, γ)	(-1.3, -0.1, -2.1)	(-1.3, -0.1, -2.1)	(-1.3, -0.1, -2.1)
1ère énergie de coupure (TeV)	188.7	424.5	754.7
2ème énergie de coupure (PeV)	2.9	14.5	45.7
Normalization f_v (GeV.m-2.s-1)	12.57	5.47	2.05

5.3.2 Principe de la méthode

La recherche de neutrinos va donc se faire autour de la direction et du temps d'arrivée des photons observés. L'analyse va consister à optimiser le potentiel de découverte (cf. Annexe A), et comme ultérieurement pour le cas des monopôles magnétiques, l'analyse se fera à l'aveugle afin de limiter tout biais expérimental. En d'autres termes, l'optimisation se fera à partir des simulations Monte Carlo, en faisant varier les deux paramètres suivants : la durée de la fenêtre d'observation Δt et la largeur de l'ouverture angulaire $\Delta\theta$.

Une fois que les coupures de sélection sont définies par l'optimisation, le bruit de fond est estimé directement à l'aide des données, sur une période en temps aussi large que possible mais n'incluant pas le Δt relatif à l'observation du sursaut gamma, comme illustré sur la Figure 5.6. Cette période sera référencée comme la période OFF, par opposition à la période ON pour laquelle un signal neutrino sera recherché.

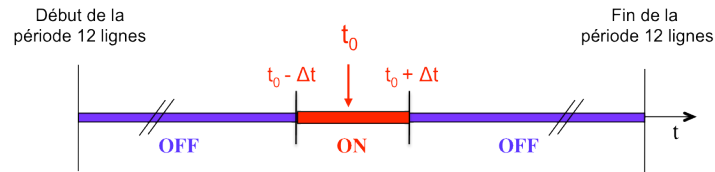


Figure 5.6

Principe de l'analyse menée sur la recherche de neutrinos en provenance de GRBs.

5.3.2.1 Les données pendant la période ON

L'alerte du sursaut GRB080916C a été reçue par ANTARES lors de la prise du run 35434, et est vu comme un événement en dessous de l'horizon, c'est-à-dire comme un événement montant par rapport à ANTARES. Le run 35434, qui a duré 25'40'', fait partie des runs appartenant au runsetup '*Line 1-12 Physics Trigger trig0th and HV SCAN*', signifiant que la calibration en charge des photomultiplicateurs n'était pas parfaite. En fait, au 16 septembre 2008, le détecteur ANTARES ne refonctionnait que depuis quelques jours, après un arrêt de deux mois dû à un problème de câble sous-marin. Par ailleurs, ce run a une baseline moyenne de 84.3 kHz et une burstfraction de l'ordre de 43.7% (voir les définitions §3.2), ne lui permettant pas de satisfaire les conditions *silver* lors de la qualité des données, définies par une baseline inférieure à 120 kHz et une burstfraction inférieure à 40%. Ces deux facteurs conjugués entraîne un taux de trigger de 16 Hz et de 130 Hz respectivement pour les triggers 3N et 2T3 (voir les définitions §4.1.3). Avec une efficacité de reconstruction de l'ordre de 50% pour ce run, le taux d'événements reconstruits demeure insolemment très élevé, comme le démontre la Figure 5.7.

Afin de vérifier l'hypothèse d'une mauvaise calibration en charge des photomultiplicateurs, nous avons réappliqué de façon *off-line* une nouvelle calibration à ce run, ajustée par l'APC. Le taux de trigger résultant est de 15.2 Hz, tous triggers confondus, ce qui paraît raisonnable par rapport à l'acquisition standard. Après reconstruction, le nombre d'événements reconstruits est de 17 374, soit 11.7 Hz sur la durée du run, à comparer avec les autres runs de 2008 sur la Figure 5.7.

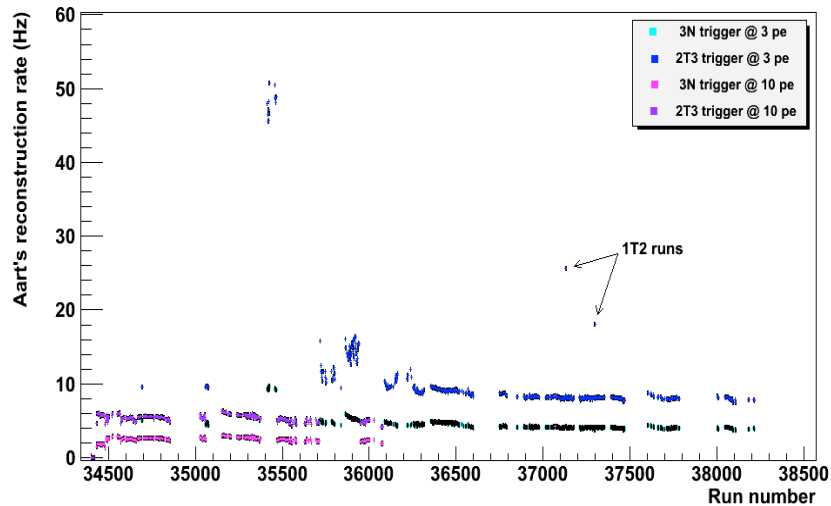


Figure 5.7

Taux d'événements reconstruits avec la stratégie de Aart par run, pour les runs de 34500 (juin 2008) à 38200 (décembre 2008), en fonction des conditions de trigger 3N et 2T3, et en fonction du seuil haut d'acquisition pour la définition des coïncidences locales. Ce taux d'événements est le taux de trigger par run multiplié par l'efficacité de reconstruction. Le run 35434 correspondant à la détection du sursaut GRB080916C se situe parmi les runs atypiques dont le taux d'événements reconstruits est de l'ordre de 50 par seconde.

5.3.2.2 Les données pendant la période OFF

Comme nous le montrerons plus loin, le nombre d'événements de bruit de fond atmosphérique attendu pour ce genre d'analyse est très très faible. Comme l'idée est de calculer ce bruit de fond directement sur les données, après que l'optimisation ait eu lieu sur les simulations, le mieux est de prendre l'ensemble des données pour lesquelles le détecteur ANTARES est dans la même configuration, c'est-à-dire la période 12 lignes de mai à décembre 2008. De plus, due à l'anisotropie de la réponse du détecteur en fonction des

angles en zénith et en azimut, le bruit de fond sera extrait de la même direction que celle du signal neutrino attendu.

5.3.3 L'optimisation

L'analyse sur la recherche de neutrinos en provenance du GRB080916C a été faite à partir de deux outils de reconstruction, la stratégie de Aart et la stratégie BBFit (cf. §4.3.1). Chacune des méthodes a fait l'objet d'une analyse indépendante, menée par un postdoctorant et moi-même. Les deux méthodes ayant donné des résultats comparables, je ne présenterai ici que les résultats issus de l'analyse faite avec la stratégie de Aart. .

5.3.3.1 Le Monte Carlo

La simulation des neutrinos provenant du sursaut gamma GRB080916C a été réalisée dans le mode point source, avec pour coordonnées locales $\cos \theta = 0.74$ et $\varphi = 2.37$ dans le référentiel d'ANTARES, correspondant aux coordonnées données par le LAT. Afin de tenir compte d'un bruit de fond réaliste, le run 35434, qui est le run durant lequel l'alerte GRB a été reçue, a été utilisé pour rajouter aléatoirement des hits.

La simulation du bruit de fond atmosphérique (muons et neutrinos) est de deux origines différentes. D'une part, la production standard 12 lignes a été utilisée, avec pour run de bruit de fond le run 37218. D'autre part, nous avons produit une simulation des muons et neutrinos atmosphériques dont le bruit de fond a été généré à partir du run 35434.

Pour l'ensemble de la production simulée, les deux triggers 3N et 2T3 ont été appliqués, comme dans le cas des données.

5.3.3.2 Les sélections

Avant l'optimisation proprement dite, trois critères de présélection ont été appliqués sur les données simulées :

- $\cos \theta > 0$, afin de ne conserver que les événements montants
- nombre de lignes utilisées dans le préfit > 1 , afin de lever la dégénérescence en azimut
- nombre de lignes utilisées dans l'ajustement final > 1 , afin de lever la dégénérescence en azimut

Puis les trois critères à partir desquels a été définie l'optimisation du potentiel de découverte sont :

- l'angle d'ouverture autour de la position du GRB détecté par Fermi
- la largeur de la fenêtre en temps autour de la détection du GRB, définissant la période ON
- la valeur minimale du facteur de qualité de la reconstruction, le paramètre Λ dans le cas de la stratégie de Aart

Parmi ces trois critères de sélection, le choix de la durée temporelle autour de l'événement GRB est évidemment crucial. Il dépend d'une part de la durée du GRB détecté en gamma, mais aussi des modèles théoriques prédisant une production de neutrinos.

5.3.3.3 Comparaison données et simulations

La comparaison entre les simulations et les données issues de la période 12 lignes du détecteur ANTARES en 2008 est montrée sur la Figure 5.8 en fonction du facteur de qualité de la reconstruction de traces, après que les critères de présélection aient été appliqués. Un facteur 1.3 a été appliqué à l'échantillon muon afin de tenir compte des incertitudes sur l'acceptance angulaire des Modules Optiques pour les particules descendantes, ainsi que des incertitudes liées au modèle de flux des muons atmosphériques (cf. §2.3.3.1). Il apparaît néanmoins un déficit d'événements provenant des données par rapport à ceux issus de la simulation neutrino dans la région des événements bien reconstruits $\Lambda > -5$. Nous montrerons

un peu plus loin que cet algorithme de reconstruction est en fait très sensible aux conditions de bruit de fond, et plus spécifiquement aux conditions de bioluminescence. Par contre la résolution angulaire attendue avec cet outil de reconstruction est très bonne, inférieure à 0.5° selon la Figure 5.9. Ces deux caractéristiques sont inversées avec l'outil BBFit, qui montre des qualités de robustesse vis-à-vis de la bioluminescence, au détriment de la résolution.

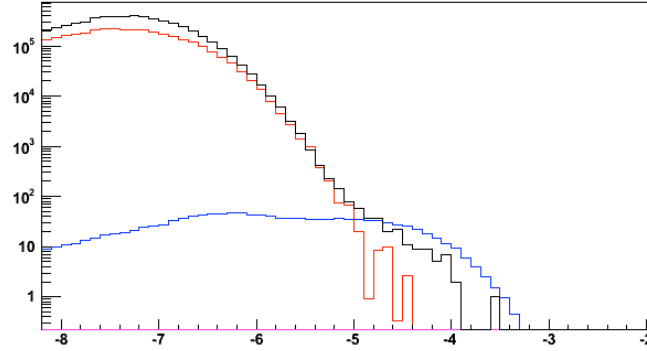


Figure 5.8

Distribution du facteur de qualité Λ de l'ajustement de la reconstruction de traces effectuée dans le cadre de la stratégie de Aart, pour les muons atmosphériques simulés (rouge), les neutrinos atmosphériques simulés (bleu) et les données issues de la période 12 lignes en 2008 (noir). Le bruit de fond ajouté aux simulation est extrait du run 37218 (run par défaut pour l'analyse 12 lignes). Un facteur 1.3 a été appliqué à l'échantillon muons (simulation CORSIKA).

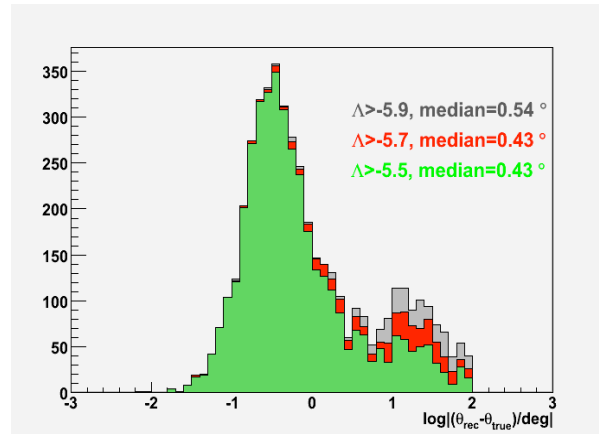


Figure 5.9

Résolution angulaire obtenue avec la reconstruction de Aart.

5.3.3.4 L'optimisation

L'approche choisie dans cette analyse a été d'optimiser le potentiel de découverte à 5σ avec une puissance de 90% (cf. Annexe A). Les résultats de l'optimisation sont résumés dans le Tableau 5.3 en fonction de la durée de la fenêtre temporelle, conduisant à une ouverture angulaire autour de la direction du sursaut gamma de l'ordre de 0.7° . Le nombre critique, défini comme le nombre minimum d'événements qu'il faut observer pour être en mesure de clamer une découverte à 5σ , est typiquement de 1. Cependant, nous pouvons remarquer que cette optimisation, menée à partir des simulations Monte Carlo, conduit à un nombre d'événements bruit de fond très faible, de l'ordre de 10^{-7} . Sur une durée de 70.3 jours de jours actifs pendant la période OFF du détecteur 12 lignes en 2008, il est attendu de n'observer aucun événement dans un tel cône angulaire. Ainsi, afin d'augmenter la statistique du bruit de fond, il sera nécessaire, lors de la levée en aveugle des données,

d'élargir le cône angulaire selon la direction azimutale, et de moyenner ce résultat sur l'angle réel d'ouverture convenu par l'optimisation. A titre d'exemple, les 5.10^{-7} événements attendus dans une fenêtre de 5 minutes correspondent à quelques 10^{-2} événements en 70.3 jours de prises de données si la recherche se fait dans un cône de 0.6° d'ouverture, mais à ~ 4 événements si la recherche est effectuée selon une bande azimutale de 0.6° de demi-largeur. Enfin, la valeur du MDP indiqué dans le Tableau 5.3 correspond au facteur à appliquer sur le flux de neutrinos considéré pour obtenir la sensibilité, si aucun événement n'est observé dans les données pendant la période ON.

Tableau 5.3

Nombre d'événements bruit de fond attendu pour différentes valeurs de l'intervalle en temps défini pour la période ON. Pour chaque Δt , une optimisation du potentiel de découverte a été menée en fonction de deux paramètres : l'ouverture angulaire et le facteur de qualité Λ . Le bruit de fond ajouté aux simulation est issu du run 37218 (run standard pour l'analyse 12 lignes).

Δt (minutes)	MDP_min	Sélection cuts		Nombre d'événements		ncrit
		Angle (degré)	Λ	Bruit de fond	Signal	
2	100.6	0.8	5.5	5.21E-07	2.29E-02	1
5	105.1	0.6	5.5	5.53E-07	2.19E-02	1
10	144.7	0.7	4.7	3.77E-07	1.59E-02	1
15	144.7	0.7	4.7	5.65E-07	1.59E-02	1
20	146.4	0.6	4.7	4.40E-07	1.57E-02	1

5.3.4 Sensibilité au bruit de fond

Comme nous l'avons suggéré précédemment, la stratégie de Aart utilisée dans le cadre du programme CalReal semble très dépendante à la modélisation du bruit de fond. Afin d'évaluer les effets du bruit de fond, nous avons produit les simulations des événements atmosphériques à l'aide d'un bruit de fond généré à partir du run 35434 pendant lequel la détection optique a eu lieu. La comparaison entre les données et les simulations est illustrée sur la Figure 5.10. Ici un facteur 3.0 a été appliqué sur la simulation muon afin qu'elle puisse s'ajuster aux données, tandis que la simulation neutrinos sous-estime les données dans la région des plus grand Λ .

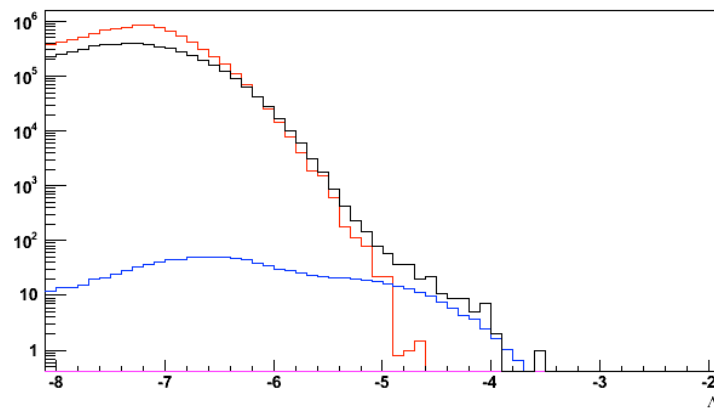


Figure 5.10

Distribution du facteur de qualité Λ de l'ajustement de la reconstruction de traces effectuée dans le cadre de la stratégie de Aart, pour les muons atmosphériques simulés (rouge), les neutrinos atmosphériques simulés (bleu) et les données issues de la période 12 lignes en 2008 (noir). Le bruit de fond ajouté aux simulations est extrait du run 35434 (run particulier pour l'analyse du sursaut GRB080916C). Un facteur 3.0 a été appliqué à l'échantillon muons (simulation CORSIKA).

L'optimisation a été reconduite avec ce nouveau jeu de simulations, conduisant aux résultats résumés dans le Tableau 5.4. Les coupures selon le paramètre de qualité de la reconstruction de traces sont relâchées par rapport au cas précédent de la simulation générée avec le run standard de bruit de fond 37218. Une étude complémentaire étudiant l'effet des coupures obtenues avec un jeu de simulation et appliquées au second jeu montre que les coupures affecte essentiellement la quantité de bruit de fond, mais nullement la quantité de signal attendu [396]. Plus précisément, le bruit de fond est systématiquement plus grand lorsque les sélections ont été optimisées à partir d'une autre simulation, engendrant un nombre critique plus élevé pour l'annonce d'une découverte. Or les simulations dans cette étude sont utilisées pour l'optimisation, le bruit de fond de l'analyse étant directement extrait des données pendant la période OFF.

Tableau 5.4

Nombre d'événements bruit de fond attendu pour différentes valeurs de l'intervalle en temps défini pour la période ON. Pour chaque Δt , une optimisation du potentiel de découverte a été menée en fonction de deux paramètres : l'ouverture angulaire et le facteur de qualité Λ . Le bruit de fond ajouté aux simulations est issu du run 35434 (run particulier pour l'analyse du sursaut GRB080916C).

Δt (minutes)	MDP_min	Sélection cuts		Nombre d'événements		ncrit
		Angle (degré)	Λ	Bruit de fond	Signal	
2	105.1	0.6	5.5	5.37E-07	2.19E-02	1
5	110.8	0.8	5.1	1.41E-07	2.08E-02	1
10	110.8	0.8	5.1	2.82E-07	2.08E-02	1
15	110.8	0.8	5.1	4.23E-07	2.08E-02	1
20	110.8	0.8	5.1	5.63E-07	2.08E-02	1

5.3.5 Conclusions

Cette étude est en cours d'approbation pour la levée des données en aveugle. Son principe a été exposé, mais a néanmoins montré ses limites pour le cas du sursaut GRB080916C étudié. En effet ce sursaut a été observé alors que l'acquisition d'ANTARES n'était pas optimale, quelques jours après le recouvrement du détecteur. Cependant un reprocessing des données a montré que les taux de trigger étaient raisonnables lorsqu'une bonne calibration en charge des photomultiplicateurs était appliquée. La sensibilité de l'outil de reconstruction vis-à-vis du bruit de fond généré dans le Monte Carlo suscite enfin quelques précautions.

La recherche de neutrinos en provenance de sursauts gamma demeure néanmoins très prometteuse due au faible bruit de fond atmosphérique attendu. Une étude récente (2011) sur ANTARES a été menée sur les données de 2007 avec un détecteur à 5 lignes. Cette période a regroupé 40 sursauts gamma vus sous l'horizon. Aucune corrélation n'a été observée entre des événements neutrinos et les sursauts sélectionnés, permettant de poser une limite supérieure sur le flux de neutrinos attendus [397].

Mais les contraintes les plus fortes aujourd'hui proviennent du détecteur IceCube, avec les données IC40 et IC59. La sensibilité obtenue très récemment sur le flux de neutrinos attendus des GRBs selon le modèle du fireball est d'un facteur 3.7 en-dessous des prédictions [398]. Ce résultat implique soit une révision du modèle de la boule de feu, soit, si ce dernier est exact, que les rayons cosmiques de très haute énergie proviennent d'autres sources astrophysiques.

Chapitre 6

Les monopôles magnétiques

6.1 Motivations théoriques	125
6.2 Détection de monopôles	128
6.3 Les stratégies	131
6.4 Etude au-dessus du seuil Cherenkov.....	134
6.5 Etude en-dessous du seuil Cherenkov	140

Les monopôles magnétiques sont des particules hypothétiques qui auraient été produites aux tout premiers instants de l'Univers. Bien que leur existence n'ait jamais été prouvée, ces objets ont fasciné les théoriciens et stimulé leur recherche observationnelle depuis les quarante dernières années.

Ce dernier chapitre a été l'objet du travail de thèse de mon étudiant Nicolas Picot-Clemente, de 2007 à 2010. La première partie de ce chapitre est consacrée aux descriptions théoriques du monopôle magnétique, et se conclut sur l'implication des domaines de masse et d'énergie attendues, faisant des monopôles des probables particules cosmiques relativistes. Je donnerai alors un aperçu des contraintes mondiales actuelles sur le flux de ces particules exotiques, puis une description de la signature d'un monopôle dans un télescope à neutrinos. Je détaillerai alors les deux études menées pour la recherche de monopôles magnétiques dans les données 2008 du détecteur ANTARES. L'analyse s'est portée sur la recherche des monopôles magnétiques relativistes de vitesse β comprise entre 0.55 et 1. L'approche originale a consisté à modifier l'algorithme de reconstruction de traces afin de laisser la vitesse des monopôles comme paramètre libre. La méthode de recherche a ensuite été basée sur l'optimisation du potentiel de découverte, ce qui a permis de poser la meilleure contrainte actuelle sur le flux de monopôles magnétiques dans ce domaine de vitesses, avec une sensibilité jamais atteinte avec un télescope à neutrinos pour les vitesses inférieures à la limite Cherenkov $\beta < 0.74$.

6.1 Motivations théoriques

L'origine du magnétisme débute dès l'Antiquité avec la découverte de la magnétite, pierre qui a l'étrange propriété d'attirer le fer. Un aimant a ainsi deux pôles magnétiques qui sont toujours associés par paires, le pôle sud et le pôle nord. Couper un aimant, ou un dipôle, en deux ne permet pas d'isoler un pôle unique, mais aboutit à la création de deux dipôles. En 1894, Pierre Curie suggéra déjà l'existence de charges magnétiques libres [399]. Mais la première proposition sérieuse fut portée par Dirac en 1931 [400]. Toutefois l'absence de preuve expérimentale finit par décourager les études sur les monopôles magnétiques. Ce sujet reprit un nouveau souffle lorsqu'on découvrit que le monopôle était une solution non perturbative des théories de jauge non-abélienne introduites dans le cadre de la grande unification, en particulier par 't Hooft et Polyakov. Après avoir décrit les caractéristiques de ces deux représentations, nous montrerons que les théories de grande unification impliquent que les monopôles aient été produits au tout début de l'Univers, et pourraient donc être présents dans le rayonnement cosmique. Nous concluons sur les processus d'accélération de ces particules qui peuvent les rendre relativistes.

6.1.1 Le monopôle de Dirac

Afin d'expliquer la quantification de la charge électrique, Dirac introduisit de manière élégante en 1931 des particules hypothétiques stables portant une charge magnétique : les monopôles magnétiques [400]. Dans son article, il montra non seulement que la mécanique quantique n'excluait pas l'existence de pôles magnétiques isolés, mais que de plus l'existence de tels monopôles magnétiques impliquait la quantification de la charge électrique comme cela était observé dans la Nature.

Dirac supposa un pôle magnétique de charge g générant un champ magnétique radial de la forme :

$$\vec{B} = g \frac{\vec{r}}{r^3} \quad (6.1)$$

avec lequel interagirait une charge électrique e en mouvement. Il montra alors que la charge magnétique g doit vérifier la condition suivante, dite de quantification de Dirac :

$$eg = \frac{k\hbar c}{2} \quad (6.2)$$

où k est un entier. La plus petite charge magnétique est la charge de Dirac, et vaut :

$$g_D = \frac{\hbar c}{2e} = \frac{e}{2\alpha} \approx \frac{137}{2} e \quad (6.3)$$

La condition de quantification exige ainsi que la charge magnétique d'un hypothétique monopôle magnétique soit un multiple entier de la charge de Dirac, et réciproquement, que toute particule chargée ait une charge électrique Qe qui soit un multiple entier de la charge électrique élémentaire ($Q=k$).

Dirac rétablit ainsi une réciprocité théorique entre champ électrique et champ magnétique qui manquait aux équations de Maxwell. Mais cette description classique de l'interaction entre monopôle et charge électrique pose des problèmes de singularité dès que les considérations de la mécanique quantique étaient prises en compte, en particulier avec le potentiel vecteur. En effet, en coordonnées sphériques, et dans une jauge appropriée, le potentiel vecteur A associé au champ magnétique B s'écrit :

$$\vec{A} = g \frac{1 - \cos\theta}{r \sin\theta} \hat{\phi} \quad (6.4)$$

où ϕ est l'angle azimutal et θ l'angle zénithal. Ce potentiel de Dirac présente une singularité en $\theta=\pi$, et signifie que ce potentiel ne correspond pas à un pôle magnétique isolé, mais représente plutôt un solénoïde semi infini et d'épaisseur quasi nulle, apparentée à une corde [401].

6.1.2 Le monopôle de 't Hooft et Polyakov

La beauté de la théorie du monopôle de Dirac provient de la volonté d'expliquer la quantification de la charge électrique. Mais aujourd'hui notre compréhension que la charge électrique soit quantifiée provient du fait que le groupe $U(1)$ de l'électromagnétisme soit compact. Or le sous-groupe $U(1)$ de l'électromagnétisme est automatiquement compact dans une théorie de jauge unifiée dès qu'il est inclus dans un groupe de jauge non abélien de rang plus élevé, tel que $SU(2)$ ou $SU(3)$. Ces deux interprétations de la quantification de la charge ne sont d'ailleurs pas antagonistes. En effet, dans tout modèle d'unification où le sous-groupe de l'électromagnétisme $U(1)$ serait conservé lors de la brisure de symétrie d'un groupe de jauge plus large, les monopôles magnétiques apparaissent comme les solutions régulières des équations du champ. Ce résultat, démontré indépendamment par 't Hooft et Polyakov en 1974 [402][403], réintroduit donc le lien entre quantification de la charge électrique et existence des monopôles magnétiques. Mais, en opposition à la démonstration de Dirac qui montra que l'existence des monopôles magnétiques était consistante avec l'électrodynamique quantique, 't Hooft et Polyakov montrèrent que l'existence des monopôles était nécessaire dans les théories de jauge unifiées.

Ainsi l'existence des monopôles magnétiques est une des prédictions de la théorie de grande unification (GUT). Ce terme se réfère à tout modèle théorique qui unifierait les interactions forte, faible et électromagnétique dans un unique groupe de jauge qui se serait brisé spontanément en $SU(3)_{\text{couleur}} \times [SU(2) \times U(1)]_{\text{électrofaible}}$ à une échelle d'énergie de l'ordre de $\Lambda_{\text{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV. Un des candidats le plus simple est le modèle de Georgi-Glashow basé sur le groupe $SU(5)$ [404], mais qui prédit, outre la quantification de la charge électrique, la désintégration du proton, prédiction contredite par les mesures sur le temps de vie du proton. Néanmoins, quel que soit le modèle d'unification, le monopôle magnétique serait généré lors de la brisure de symétrie du groupe unifié, avec une masse prédite reliée à l'échelle d'unification Λ par :

$$M \approx \frac{\Lambda}{\alpha_G} \quad (6.5)$$

où α_G est la constante de couplage de jauge, attendue de l'ordre de 10^{-2} , ce qui engendrerait des monopôles d'une masse de l'ordre de 10^{17} GeV [405]. Des objets de telle masse ne peuvent pas être produits auprès des accélérateurs actuels, mais sont peut-être apparus à une époque où l'Univers était très chaud, lors de l'Univers primordial.

6.1.3 Création de monopôles

Dans un scénario d'Univers en expansion depuis le Big Bang jusqu'à nos jours, on peut supposer que la température de l'Univers a excédé à un moment donné la température critique pour laquelle la symétrie de jauge de grande unification n'était pas brisée. Lors de son expansion, l'Univers s'est alors refroidi jusqu'à la température de transition où la symétrie de jauge fut spontanément brisée. Les monopôles magnétiques apparaissent lors de cette transition de phase comme des défauts topologiques, selon le mécanisme de Kibble [406]. Ce mécanisme prédit la création d'environ un monopôle par domaine causal au moment de la transition de phase. Comme les monopôles sont stables, au contraire des autres particules lourdes issues des théories d'unification, la densité des monopôles ne peut être réduite que par annihilation des paires monopôle et antimonopôle, qui ont de plus en plus de mal à interagir à cause de l'expansion [407]. Ainsi on est en mesure de calculer une densité de masse des monopôles reliques qui persisteraient de nos jours, de l'ordre de :

$$\Omega_M h^2 \sim 10^{15} \left(\frac{\Lambda}{10^{15} \text{ GeV}} \right)^3 \left(\frac{M}{10^{17} \text{ GeV}} \right) \quad (6.6)$$

où h est la constante de Planck. A l'échelle usuelle de GUT où $\Lambda_{\text{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV, on attend une densité de masse de 10^{15} , soit quinze ordres de grandeur plus grande que la densité critique de notre Univers observable ! Cette inconsistance, connue sous le nom du problème des monopôles, peut cependant être résolue soit à l'aide de l'inflation qui dilue de façon

acceptable la densité des monopôles [408], soit en réduisant l'échelle Λ de la transition de phase où le sous-groupe $U(1)$ apparaît explicitement pour la première fois, par exemple à une transition de phase postérieure à celle de la brisure initiale d'unification, typiquement dès $\Lambda \leq 10^{11}$ GeV selon l'équation ci-dessus. Cette dernière hypothèse implique néanmoins que les monopôles soient moins massifs.

En conclusion, les prédictions pour la masse des monopôles dépendent fortement du choix du groupe de jauge et de l'échelle à laquelle intervient la brisure de symétrie. Au côté du modèle minimal $SU(5)$ qui prédit des monopôles lourds de 10^{17} GeV [405], le modèle $SO(10)$ prédit des masses se situant plutôt autour de 10^{13} et 10^{14} GeV [409], une extension de $SU(5)$ prévoit une masse de l'ordre de 10^{11} GeV [410], tandis qu'un modèle GUT basé sur $SU(15)$ anticipe une masse de l'ordre de 10^8 GeV [411]. Enfin, dans les théories de Kaluza-Klein à dimensions supplémentaires, des solutions monopôles sont également attendues, avec une masse proche de la masse de Planck pour une théorie à 5 dimensions, de l'ordre de $5 \cdot 10^{19}$ GeV [412][413]. Enfin, plus les monopôles seront massifs, plus il sera difficile de les accélérer à des vitesses relativistes.

6.1.4 Accélération des monopôles

À l'image des charges électriques qui sont accélérées par un champ électrique, les monopôles magnétiques sont accélérés le long des lignes de champ d'un champ magnétique. L'énergie cinétique que peut gagner un monopôle magnétique en traversant un champ magnétique s'écrit [414]:

$$E_c = g \int_{\text{path}} \vec{B} \cdot d\vec{l} \sim gB\xi\sqrt{n} \quad (6.7)$$

où B est le champ magnétique, ξ est la longueur de cohérence du champ et \sqrt{n} un facteur pour tenir compte du nombre de domaines n de cohérence. Typiquement, dans notre Galaxie où le champ magnétique vaut approximativement 6 μG avec une longueur de cohérence de l'ordre de 10 kpc [415], un monopôle avec une charge de Dirac peut acquérir une énergie de $4 \cdot 10^{12}$ GeV. Quelques exemples de sites astrophysiques où un monopôle pourrait être accéléré sont donnés dans le Tableau 6.1. Typiquement, les monopôles qui possèdent une masse jusqu'à 10^{14} GeV peuvent être accélérés jusqu'à des vitesses relativistes.

Tableau 6.1

Valeurs caractéristiques des champs magnétiques et des longueurs de cohérence associées, issues de [415], [416] et [417]. L'énergie cinétique est calculée ici pour $n=1$.

Environnement	B (G)	ξ (pc)	E_c (GeV)
Clusters de galaxies	$10^{-7}-10^{-6}$	10^6	$10^{13}-10^{14}$
Galaxies normales	$10^{-6}-10^{-4}$	10^4	$10^{12}-10^{14}$
AGN jets	$10^{-6}-10^{-3}$	10^2-10^5	10^{13}
AGN région centrale	$10^{-4}-1$	$10^{-2}-10^2$	10^{12}
Starburst galaxies	10^{-4}	10^3	10^{12}
GRB	10^6	10^{-6}	10^{14}
Pulsars - Magnétars	10^8-10^{15}	10^{-12}	$10^{10}-10^{17}$

Certains auteurs ont ainsi émis l'hypothèse que les monopôles magnétiques puissent être présents dans le rayonnement cosmique de ultra haute énergie [418], voire source du rayonnement cosmique UHE par l'annihilation tardive (à une époque récente) des monopôles et des antimonopôles créés à la transition de phase de l'échelle GUT [419]. D'autres scénarios proposés impliquent des états liés de monopôles et d'antimonopôles connectés par des cordes formées à une transition de phase de plus basse énergie, par exemple lors de la brisure de la symétrie $U(1)$. Ces états liés constitueraient soit une origine au rayonnement cosmique [420] (où le groupe $U(1)$ des monopôles ne serait pas celui de

l'électromagnétisme), soit un candidat pour la matière noire [421] (où les groupes de symétries brisés appartiendraient au secteur caché).

6.2 Détection de monopôles

Les monopôles magnétiques sont donc des particules hypothétiques très séduisantes d'un point de vue théorique, ce qui a favorisé leur recherche dans le domaine expérimental depuis les années 70. Après avoir rappelé les limites phénoménologiques posées sur le flux attendu de ces particules, nous dresserons un état des lieux des contraintes expérimentales actuelles. Puis nous exposerons le principe de détection des monopôles avec un télescope à neutrinos, en insistant sur leur signature univoque.

6.2.1 Les limites phénoménologiques

De la même façon que les prédictions de la masse des monopôles magnétiques sont très dépendantes du modèle théorique choisi, les prédictions de leur flux sont également très variées. Néanmoins certaines contraintes liées soit à la cosmologie soit à des observations astrophysiques peuvent être posées. Ces limites sont brièvement mentionnées ici.

6.2.1.1 La densité de masse de l'Univers

Une première contrainte d'origine cosmologique provient de la densité des monopôles, qui ne peut pas excéder la densité de matière présente dans l'Univers. En supposant une distribution uniforme des monopôles dans l'Univers, le flux de monopôles aujourd'hui doit être inférieur à :

$$\langle F \rangle \leq 10^5 \frac{\beta}{M} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (6.8)$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse des monopôles et M leur masse. Ainsi la limite supérieure sur le flux de monopôles d'une masse de 10^{17} GeV et de vitesse $\beta=0.001$ est $10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

6.2.1.2 La limite de Parker

Une limite plus sévère a été posée par Parker, et provient de la survie du champ magnétique galactique aujourd'hui. En d'autres termes, comme les monopôles gagnent leur énergie cinétique au détriment du champ magnétique, une limite est obtenue en requérant que l'énergie du champ magnétique se dissipe moins vite que sa régénération dont l'échelle de temps est de l'ordre de la période de rotation de la Galaxie, soit 10^8 ans. La limite originale de Parker s'écrit donc [422]:

$$F \leq 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (6.9)$$

Cette limite est valable pour des masses de monopôles inférieures à 10^{17} GeV. Une version plus contraignante est obtenue en considérant l'évolution et la survie d'un champ magnétique très faible (10^{-20} - 10^{-11} G) présent avant notre Galaxie [423]. Cette limite *étendue* de Parker dépend dorénavant de la masse des monopôles selon :

$$F \leq 1.2 \times 10^{-16} \left(\frac{M}{10^{17} \text{ GeV}} \right) \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (6.10)$$

6.2.2 Les contraintes expérimentales actuelles

La recherche de monopôles magnétiques a ainsi suscité un grand intérêt depuis la parution de l'article de Dirac puis les travaux de 't Hooft et Polyakov. Bien que des observations de monopôles magnétiques dans les rayons cosmiques aient été annoncées [424][425][426], elles ont été infirmées par la suite par les mêmes auteurs [427][428].

Quelques années plus tard, dans les années 1990, les recherches directes de monopôles auprès des accélérateurs ou des collisionneurs furent régulièrement conduites, au même titre que les recherches menées pour d'autres particules stables et massives [429]. Les monopôles

de type de Dirac ont été recherchés auprès des collisionneurs e^+e^- , tel qu'au LEP avec le détecteur OPAL [430], dans des collisions ep comme sur H1 à HERA [431] ou encore dans des interactions $p\bar{p}$ comme sur CDF [432] ou D0 [433]. Les limites obtenues sont valables pour des masses de monopôles de quelques GeV à quelques 700 GeV pour le Tevatron [432]. Cependant il est difficile de comparer les régions d'exclusion de masse de ces expériences étant donné les incertitudes théoriques de la description des interactions des monopôles. Notons enfin qu'une future expérience au CERN, l'expérience MoEDAL (Monopole and Exotic particle Detection At the LHC), sera dédiée à la recherche de monopôles magnétiques et de particules exotiques hautement ionisées.

Dans la région des monopôles massifs issus de la grande unification, la première expérience à avoir obtenu une limite en dessous de la limite de Parker est MACRO, détecteur souterrain situé au Gran Sasso. La limite obtenue s'étend des monopôles lents à $\beta > 4.10^{-5}$ jusqu'aux monopôles rapides à $\beta \sim 1$, et vaut à peu près $\Phi_{MM} < 1.4 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour des monopôles d'une charge de Dirac qui ont une distribution isotrope [434]. Cette limite est représentée sur la Figure 6.1 en comparaison des limites obtenues par les expériences Baksan [435] et Ohya [436]. Pour les monopôles relativistes ($\beta > 0.8$), les meilleures limites sont rapportées par les détecteurs Cherenkov Baikal et AMANDA. La limite supérieure donnée par le télescope à neutrinos Baikal NT200 est $\Phi_{MM} < 4.6 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ à $\beta=1$ [437], tandis que la limite d'AMANDA-II est $\Phi_{MM} < 3.8 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [438].

Enfin, très récemment, des expériences basées sur la détection radio ont fourni des contraintes très fortes sur les monopôles magnétiques ultra-relativistes. L'expérience RICE a ainsi posé une limite à $\Phi_{MM} < 10^{-18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour des facteurs de Lorentz entre $10^7 < \gamma < 10^{12}$ [439], et ANITA améliora la limite à $\Phi_{MM} < 10^{-19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ pour $10^{10} < \gamma < 10^{13}$ [440].

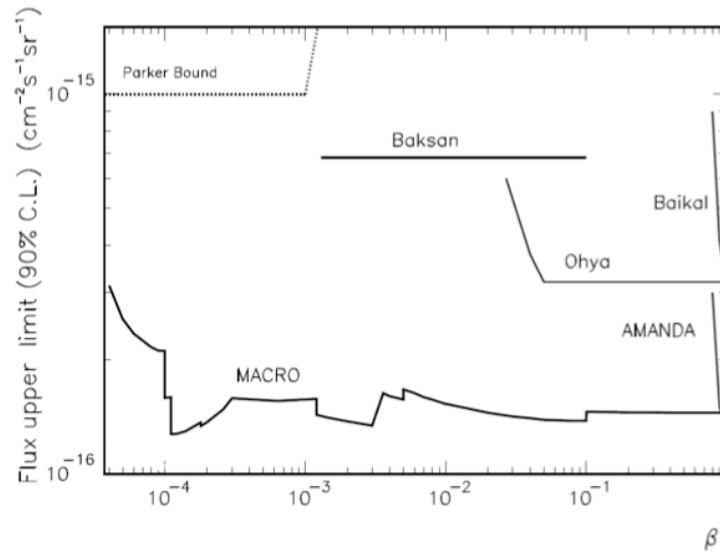


Figure 6.1

Limites supérieures sur le flux de monopôles magnétiques obtenues à 90% de C.L. par les expériences MACRO [434], Baksan [435], Ohya [436], Baikal [437] et AMANDA [438] en fonction de la vitesse β des monopôles portant une charge de Dirac g_D .

6.2.3 Les pertes d'énergie dans la matière

Lorsqu'un monopôle magnétique est en mouvement, son champ magnétique radial induit un champ électrique perpendiculaire à la trajectoire du monopôle. Ces champs magnétique et électrique vont interagir avec le milieu, que ce soit les électrons ou les noyaux du milieu traversé. L'interaction électromagnétique d'un monopôle dominera l'interaction hadronique due à la grande valeur de la constante de couplage électromagnétique :

$$\alpha_M = \frac{g^2}{\hbar c} = \frac{1}{4\alpha} \approx 34 \quad (6.11)$$

où $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ est la constante de structure fine. A grande distance et à grande vitesse ($\beta \sim 1$), le monopôle magnétique d'une charge de Dirac sera donc vu comme un ion lourd de charge $Z \sim \sqrt{\alpha_M/\alpha} \sim 1/2\alpha \approx 68.5$.

Les pertes d'énergie d'un monopôle associées aux interactions électromagnétiques sont de quatre nature [414]: l'ionisation et l'excitation des atomes et molécules, la production de paires e^+e^- , le bremsstrahlung et les interactions photonucléaires. Dans le régime qui nous intéresse ici, c'est-à-dire pour une vitesse de monopôle $\beta > 0.1$ et un facteur de Lorentz $\gamma \equiv E/M < 100$, les pertes d'énergie sont dominées par l'ionisation et l'excitation atomique, qui s'écrivent, par unité de longueur et en première approximation, selon [441]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e g^2 e^2}{m_e c^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \frac{1}{2} + \frac{k}{2} - \frac{\delta}{2} - B_m \right] \quad (6.12)$$

où m_e est la masse de l'électron et N_e la densité d'électrons, I le potentiel d'ionisation, δ la correction de l'effet de densité, k la correction QED et B_m la correction de Bloch. Ces processus dits collisionnels sont proportionnels à $\ln \gamma$, tandis que les pertes d'énergie dues à la production de paires ou au bremsstrahlung sont en γ et celles induites par les réactions photonucléaires en $\gamma^{1.28}$ [414]. C'est pourquoi ces processus radiatifs deviennent dominants aux grandes valeurs de γ , typiquement au-dessus de 10^4 . Enfin notons que ces interactions ne dépendent pas de la masse du monopôle, hormis le bremsstrahlung qui est proportionnel à M^{-1} et donc négligeable pour les monopôles de grande masse.

6.2.3.1 Traversée de la Terre

Il est ainsi possible de calculer les pertes d'énergies associées à un monopôle traversant la Terre [442]. Le profil de densité de la Terre a été modélisé selon trois couches, le noyau composé principalement de fer (densité de 11.5 g.cm^{-3}), le manteau terrestre composé de silicium (densité de 4.3 g.cm^{-3}), et la croûte terrestre, négligée dans les calculs. En considérant que le rayon du noyau est de 0.54 fois le rayon terrestre R_T , avec R_T qui vaut de l'ordre de 6400 km, alors les pertes d'énergie d'un monopôle de charge g_D et de vitesse $\beta \sim 1$ varient entre 4.10^9 GeV et 8.10^{10} GeV selon l'angle d'incidence et d'après les valeurs de pertes d'énergies par unité de longueur extraites de la Figure 6.2. Comme les monopôles peuvent être accélérés à des énergies jusqu'à 10^{14} GeV , ils peuvent traverser la Terre et demeurer relativistes si leur masse est inférieure à 10^{14} GeV . Plus précisément, les monopôles montants ayant un facteur de Lorentz de 1.16 ($\beta = 0.51$) à 10 ($\beta = 0.995$) ont une masse comprise entre 6.10^8 GeV (événements presque horizontaux) et 10^{14} GeV .

6.2.4 Signature d'un monopôle magnétique dans ANTARES

La signature des monopôles magnétiques interagissant via la force électromagnétique peut être issue soit du développement de gerbes associées à l'interaction du monopôle avec la matière, injectant ainsi des photons, électrons et positrons dans le milieu, soit issue de l'effet Cherenkov.

6.2.4.1 Emission Cherenkov directe

Lorsqu'un monopôle relativiste traverse un milieu d'indice de réfraction n , avec une vitesse $\beta > 1/n$, alors un rayonnement Cherenkov est émis, comme pour le cas des particules chargées [443]. Dans le cas de l'eau de mer où $n=1.35$, l'émission Cherenkov directe apparaît dès que la vitesse du monopôle est supérieure à $\beta > 0.74$, et le nombre de photons émis par unité de longueur et par unité de longueur d'onde des photons émis est :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(\frac{gn}{e} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (6.13)$$

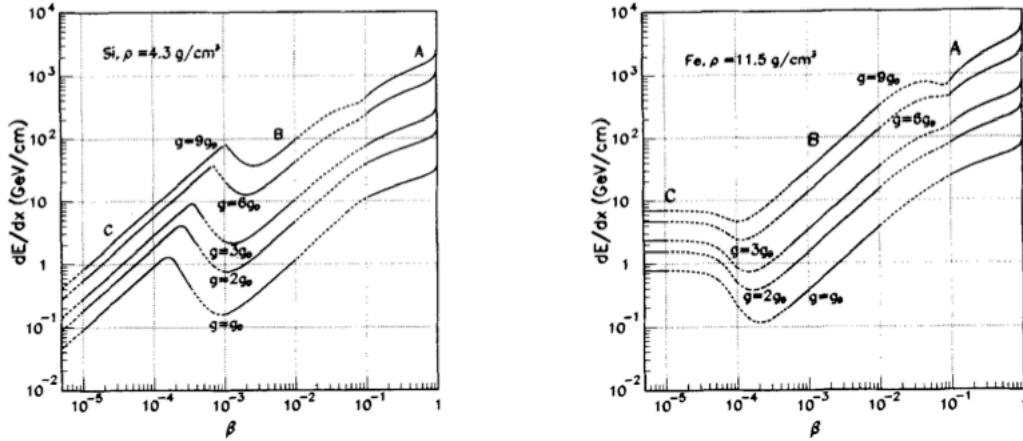


Figure 6.2

Pertes d'énergie d'un monopôle magnétique dans le manteau terrestre (à gauche) et dans le noyau (à droite) en fonction de sa vitesse β et de sa charge magnétique g , selon [442].

Ainsi un monopôle magnétique émettra une quantité de photons Cherenkov d'un facteur $(gn/e)^2$ plus grand qu'un muon de même vitesse. Pour un monopôle d'une charge de Dirac et de vitesse $\beta \sim 1$, ce facteur est de l'ordre de $(68.5)^2 \sim 4700$ dans le vide, et de 8500 dans l'eau. Ce rayonnement Cherenkov est donc détectable par un détecteur tel qu'ANTARES.

6.2.4.2 Production des δ -électrons

D'autre part, dues aux pertes d'énergie d'origine collisionnelle, le monopôle va également ioniser les atomes du milieu le long de sa trajectoire et ainsi transférer une partie de son énergie aux électrons qui sortent de leur orbite atomique. Ces électrons, nommés δ -électrons, comme toute particule chargée se déplaçant à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans l'eau, émettent aussi un rayonnement Cherenkov si leur énergie est suffisante, c'est-à-dire supérieure à 0.25 MeV. Cette énergie transférée minimale est obtenue dès que le monopôle atteint une vitesse $\beta > 0.51$. Pour des vitesses $\beta < 0.95$, l'énergie des δ -électrons générés le long de la trajectoire du monopôle n'est que de quelques MeV, impliquant une distance parcourue par les électrons inférieure au centimètre, et donc une émission Cherenkov quasi ponctuelle. Pour ce régime de vitesse, les pertes d'énergies dominantes sont les pertes par ionisation. Pour des vitesses de monopôles proches de 1, les pertes par bremsstrahlung commencent à dominer, les électrons produisant une gerbe électromagnétique pouvant atteindre plusieurs mètres. Dans la simulation des monopôles magnétiques utilisée dans la suite, seules les pertes d'énergie par ionisation ont été prises en compte, approximation valable pour des énergies transférées aux électrons inférieures à 70 MeV, c'est-à-dire pour des monopôles ayant un facteur de Lorentz $\gamma < 10$ [265]. Les δ -électrons émettent suffisamment de lumière pour permettre la détection de monopôles magnétiques ayant des vitesses inférieures à la limite Cherenkov, comme le montre la Figure 6.3. En fait la quantité de lumière émise par un monopôle excède celle d'un muon dès que $\beta > 0.6$.

6.3 Les stratégies

Après une brève introduction à la simulation des monopôles magnétiques, nous présentons les partis pris pour l'analyse des monopôles, qui concernent aussi bien la stratégie adoptée au niveau du trigger que le principe de l'analyse en aveugle appliquée à un flux attendu isotrope.

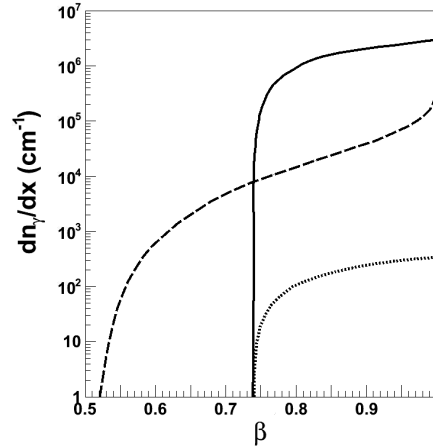


Figure 6.3

Nombre total de photons par unité de longueur émis indirectement par les δ -électrons (tiret) produits le long de la trajectoire du monopôle, et directement issus du monopôle par effet Cherenkov (trait plein) en fonction de la vitesse du monopôle. Par comparaison est aussi représenté le nombre total de photons émis par un muon de même vitesse (pointillé). Le nombre total de photons est intégré sur les longueurs d'onde comprises entre 300 et 600 nm.

6.3.1 Simulation des monopôles

Le code de simulation des monopôles magnétiques a été l'objet d'une précédente thèse sur ANTARES [265]. Développé à partir des programmes GENNEU et GEASIM basés sur GEANT3, le package SIMON simule les traces des monopôles dans le détecteur, l'émission Cherenkov directe et indirecte produite par les monopôles et la réponse du détecteur [444]. Pour le travail présenté ici, nous avons choisi de considérer dix domaines de vitesses, de $0.55 < \beta < 0.995$, et de largeur $\Delta\beta=0.05$. Le volume de génération, ou cannette, a été optimisé et vaut typiquement huit fois la longueur d'absorption (~ 55 m) de la lumière dans l'eau, contre deux fois et demi pour la simulation des muons.

6.3.2 Stratégie sur le choix du trigger

La première étape dans la recherche de monopôles magnétiques auprès du télescope ANTARES était de déterminer le trigger le mieux adapté pour ce genre d'étude. En effet une analyse antérieure avait permis de concevoir un trigger dédié aux monopôles sous le seuil Cherenkov [265]. Ce trigger dédié, dont une description est donnée au §4.1.3, avait été développé pour compenser l'inefficacité du trigger standard face aux particules de faibles vitesses, c'est-à-dire avec une vitesse $\beta < 0.65$. Avec l'introduction des nouveaux triggers de type T3 décrits au §4.1.3 et dont les performances sont discutées au §4.2, une comparaison des efficacités de trigger a été menée pour les monopôles magnétiques vus montants dans le détecteur et pour différentes contributions du bruit de fond optiques, en fonction de la vitesse des monopôles [266]. Un exemple est donné sur la Figure 6.4, où la comparaison est menée entre le trigger standard 3N, le trigger monopôle 3S et les triggers 2T3 et 1T3, en l'absence de bruit de fond. La même étude a été conduite pour une distribution isotrope de monopôles, aboutissant à la même conclusion : le trigger monopôle 3S améliore l'efficacité pour des vitesses de monopôles $\beta < 0.65$ comme attendu, mais les triggers 2T3 et 1T3 permettent un gain supplémentaire en efficacité jusqu'à des vitesses $\beta \sim 0.8$. A très basse vitesse, pour $\beta \sim 0.57$, le gain entre les triggers 2T3 et 3S est près d'un facteur 7. Lorsque le bruit de fond simulé est porté à 100 ou 200 kHz, une diminution de l'efficacité du trigger 3S est observée sur toute la gamme en vitesse, contrairement aux autres triggers, ce qui laisse à penser l'existence d'un problème d'algorithme dans le trigger 3S [266]. Quoiqu'il en soit, la stratégie adoptée ici pour la recherche de monopôles magnétiques est basée sur une efficacité

maximale au niveau trigger, dans le but d'affiner les critères de sélection sur les données enregistrées sur disque.

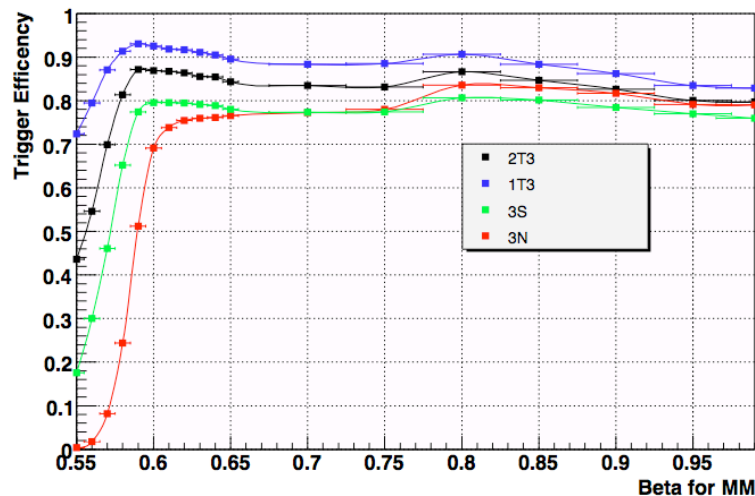


Figure 6.4

Efficacités de déclenchement appliquées aux monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse β , pour les logiques standards 3N, 2T3, 1T3 et la logique 3S dédiée aux monopôles. Le bruit de fond simulé est de 0 kHz. La normalisation est le nombre d'événements ayant au moins 6 hits dans le détecteur.

6.3.3 Stratégie d'analyse

Les stratégies d'analyse sur ANTARES sont basées sur le principe de "l'analyse en aveugle", c'est-à-dire que les coupures de sélection définies pour optimiser le rapport signal-sur-bruit sont effectuées uniquement sur les simulations Monte Carlo, et les valeurs de signification des tests définies à priori, avant de regarder les données. Les coupures sont alors appliquées "en aveugle" sur les données expérimentales. Dans le cas de sources diffuses, comme c'est le cas pour le flux de monopôles magnétiques attendu isotrope, une des options consiste à utiliser une fraction des données (15%) pour valider la simulation Monte Carlo, puis de mener l'analyse "en aveugle" sur le lot de données restantes (85%).

En résumé, les étapes sont de :

- Définir des variables dites discriminantes permettant d'isoler le signal recherché du bruit de fond atmosphérique.
- Optimiser le rapport signal-sur-bruit en adoptant soit la méthode de l'optimisation du facteur de rejection (MRF), soit l'optimisation du potentiel de découverte (MDP), dont le principe est décrit en Annexe A.
- Valider les simulations Monte Carlo avec le lot d'essai de données pour les différentes étapes de sélection.

Les jeux de coupures permettent alors d'établir une sensibilité attendue pour le flux de monopôles magnétiques. Après validation de l'analyse par un groupe de travail au sein d'ANTARES, les sélections sont appliquées sur les données, et une limite supérieure peut être posée, voire une découverte proclamée.

Les données expérimentales prises en compte dans ce travail sont les données de l'année 2008. Le choix d'analyser les données 2008 était un pari audacieux, car non seulement il a fallu attendre que les données soient acquises et calibrées, mais surtout que les simulations Monte Carlo soient disponibles pour l'ensemble des configurations du détecteur en 2008. Mais le faible nombre de lignes disponibles en 2007, au nombre de cinq, justifiait à notre regard cette prise de risque. Les données 2008 correspondent à une période pendant laquelle le détecteur ANTARES a connu trois configurations différentes, une configuration 10 lignes

(décembre 2007 à mars 2008), une configuration 9 lignes (mars 2008 à juin 2008) et une configuration 12 lignes (juin 2008 à décembre 2008). Seules les données étiquetées *golden* ont été prises en compte, c'est-à-dire les runs pour lesquels la baseline est inférieure à 120 kHz et la burstfraction inférieure à 20% (cf. §3.2). De plus, pendant cette période, deux types principaux d'acquisition ont eu lieu, avec respectivement un seuil haut fixé à 3 pe ou à 10 pe (cf. §4.1.2). Les données prises à un seuil haut de 10 pe ont toutes été ignorées de l'analyse après qu'il soit apparu que l'accord entre simulation et lot de données était mauvais. Ces données représentaient moins de 22% du temps total des données. Le nombre de jours équivalent pour chaque configuration du détecteur, à 3 pe, est donné dans le Tableau 6.2.

Tableau 6.2

Quantité de données pour chacune des configurations du détecteur ANTARES en 2008 en jours équivalent.

Taille du détecteur	Trigger	Nombre de jours
10 lignes	3N	45.83
9 lignes	3N+2T3	46.66
12 lignes	3N+2T3	43.63
Total		136.12

Enfin, la stratégie menée pour la recherche de monopôles magnétiques s'est déroulée en deux phases. L'idée initiale était de mener une première analyse pour les monopôles au-dessus de la limite Cherenkov, en utilisant les algorithmes de reconstruction déjà existants sur ANTARES (cf. §4.3.1), puis, dans un second temps, de conduire une analyse dédiée aux monopôles relativistes lents, sous la limite Cherenkov, grâce à un algorithme de reconstruction modifié. La limite définitive serait obtenue par la jonction des deux limites, avec éventuellement une bonne contrainte dans la zone de recouvrement.

6.4 Etude au-dessus du seuil Cherenkov

Dans cette première étude, l'optimisation a été réalisée par la méthode du facteur de rejection (MRF, cf. Annexe A). A cette fin, il a fallu définir un espace des phases dont les paramètres sont appelés les variables discriminantes. Les critères de sélection sont alors déterminés pour minimiser la sensibilité attendue sur le flux de monopôles magnétiques.

6.4.1 Les variables discriminantes

La première variable discriminante à être prise en compte est le facteur de qualité de la reconstruction de la trace de la particule. Les deux algorithmes de reconstruction utilisés sur ANTARES ont été appliqués sur les simulations Monte Carlo et sur les données. Selon que l'algorithme utilisé soit la stratégie de Aart ou BBFit (cf. §4.3.1), le paramètre de qualité était Λ ou Q . Un exemple du pouvoir discriminant du paramètre Λ est donné sur la Figure 6.5 pour les événements simulés reconstruits montant.

La seconde variable discriminante doit permettre de différencier les monopôles recherchés du bruit de fond atmosphérique. L'idée est de mettre à profit l'énorme quantité de lumière produite par un monopôle par rapport à un muon. Les pistes envisagées furent l'amplitude totale de l'événement enregistrée par l'ensemble des PMT, le nombre de clusters L1 ou encore le nombre de clusters T3 (voir définition §4.1.3), recalculés directement au niveau de l'algorithme de reconstruction à partir des hits du snapshot. La variable retenue fut le nombre de cluster T3, dont le pouvoir discriminant est illustré sur la Figure 6.6.

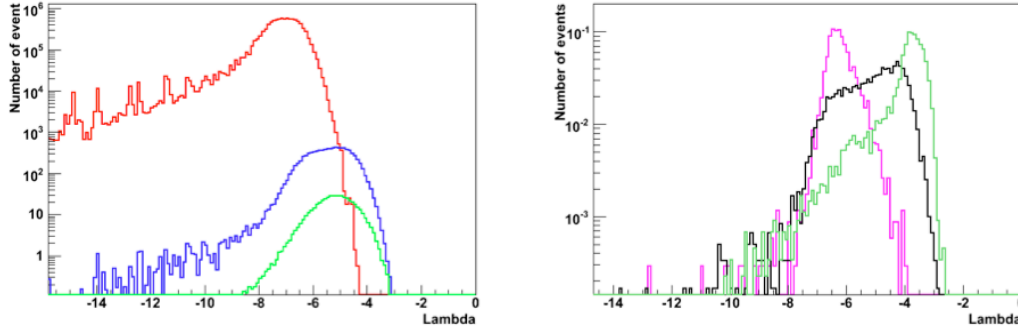


Figure 6.5

Distributions du facteur de qualité Λ pour des événements Monte Carlo reconstruits montants. A gauche : Distribution des muons atmosphériques (rouge) et des neutrinos atmosphériques montants (bleus) et descendants (vert). A droite : Distribution des monopôles magnétiques générés à des vitesses $\beta=[0.725,0.775]$ (violet), $\beta=[0.825,0.875]$ (noir) et $\beta=[0.975,0.995]$ (vert).

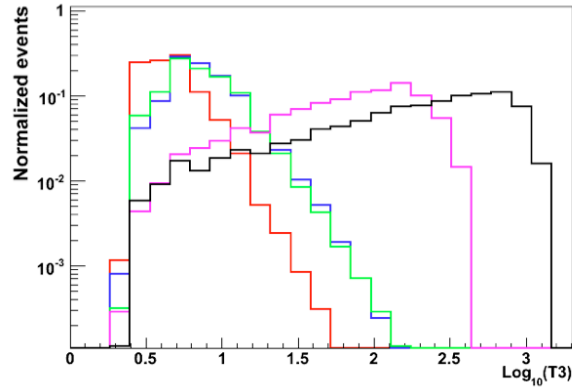


Figure 6.6

Distribution du nombre de clusters $T3$ en échelle log pour les muons atmosphériques (rouge), neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert), et pour les monopôles magnétiques générés à $\beta=[0.725,0.775]$ (violet) et $\beta=[0.975,0.995]$ (noir).

6.4.2 L'optimisation

Ainsi les jeux de coupures dans le plan $(\Lambda, T3)$ sont déterminés afin d'optimiser le Model Rejection Factor, indépendamment dans un premier temps pour les six intervalles de vitesse β des monopôles magnétiques, et pour chaque taille de détecteur (10 lignes, 9 lignes et 12 lignes). Pour des raisons historiques, cette étude a de plus été réalisée pour différentes productions Monte Carlo, dont certaines ne représentaient pas correctement l'échantillon test de données.

Par exemple, la première étude menée a été réalisée avec une simulation issue d'un détecteur idéal, pour lequel les 885 modules optiques sont fonctionnels et sont répartis sur douze lignes parfaitement verticales, avec un bruit de fond constant de 60 kHz. La comparaison entre données et simulations est montrée sur la Figure 6.7 en fonction du facteur de qualité Λ de la stratégie de Aart. L'accord est obtenu pour un facteur de qualité $\Lambda \geq -6.1$, confirmé par les distributions en $T3$ données sur la Figure 6.8. La nécessité de cette sélection en Λ a donc limité l'espace des phases à l'optimisation du nombre de $T3$.

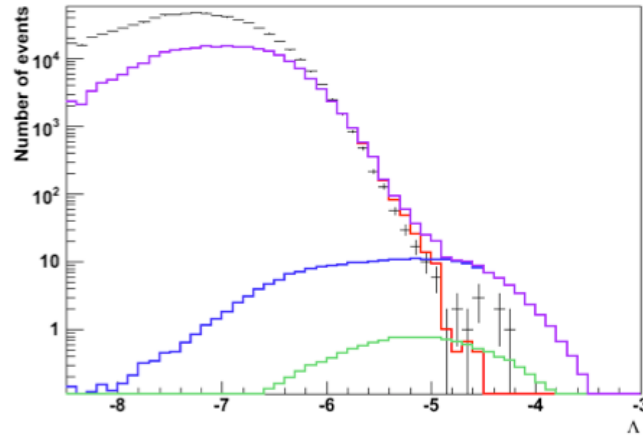


Figure 6.7

Comparaison des distributions du paramètre Λ entre le lot de données de 15% (noir) et les simulations (violet) contenant la contribution des muons atmosphériques (rouge) et des neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert).

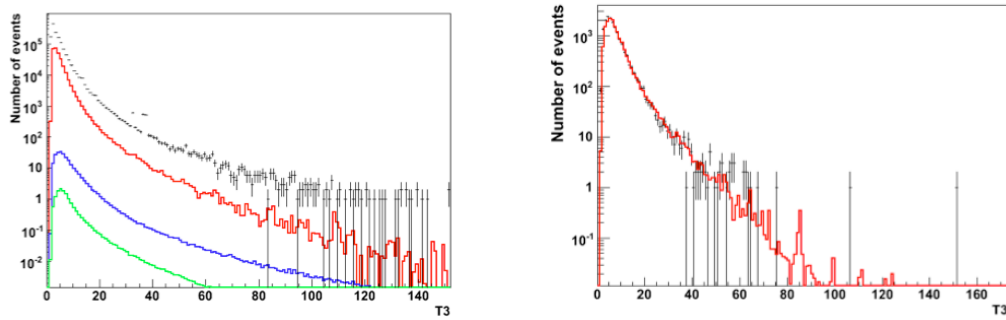


Figure 6.8

Comparaison des distributions du nombre de clusters $T3$ entre le lot de données de 15% (noir) et les muons atmosphériques simulés (rouge), sans coupure sur le paramètre Λ (à gauche) et en requérant $\Lambda \geq -6.1$ (à droite). Sont également indiqués les distributions de neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert).

L'optimisation est ainsi effectuée pour chaque intervalle de vitesse des monopôles, dont deux exemples sont donnés à titre indicatif sur la Figure 6.9. Ainsi les optima ne sont pas les mêmes pour les six domaines de vitesse. Mais comme les coupures de sélection appliquées sur les données ne peuvent pas dépendre de la vitesse, la coupure finale est choisie telle que la sensibilité moyenne sur l'intervalle $[0.775, 0.995]$ soit la meilleure. Pour ce détecteur idéal, les coupures définitives sont $\Lambda \geq -6.1$ et $T3 \geq 140$, engendrant un nombre d'événements bruit de fond attendu de 1.9 (1.2 neutrinos montants et 0.7 muons descendants reconstruits montants) pour un an de prise de données avec une configuration 12 lignes. La sensibilité attendue est alors donnée par l'équation (A.5), et reportée dans le Tableau 6.3.

6.4.3 La sensibilité attendue et les systématiques

L'étude décrite ci-dessus a été réalisée quelques mois seulement après l'acquisition des données 2008, mais avant que les simulations Monte Carlo complètes soient disponibles et au préalable de l'alignement des données qui tient compte de la déformation des lignes pour la reconstruction. Ainsi des études supplémentaires ont été menées au fil des mises à jour, nous permettant de tester la robustesse de la méthode et les systématiques associées. Le principe de la méthode reste cependant identique à celui présenté ci-dessus.

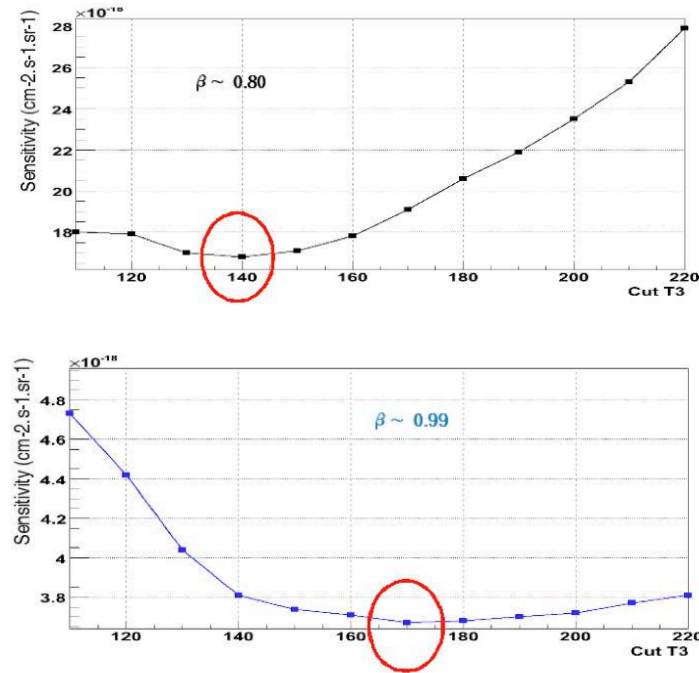


Figure 6.9

Sensibilité attendue à 90% de niveau de confiance sur le flux de monopôles magnétiques en fonction de la coupure appliquée sur le nombre de clusters T3, pour des vitesses de monopôles $\beta=[0.775,0.825]$ (en haut) et $\beta=[0.975,0.995]$ (en bas), avec $\Lambda \geq -6$.

6.4.3.1 Les systématiques

- **Impact du bruit de fond**

La même étude a été menée à l'aide d'une simulation issue d'un détecteur plus réaliste pour lequel le bruit de fond est extrait d'un run standard, permettant non seulement de mieux représenter la bioluminescence, mais aussi de donner une projection des modules optiques fonctionnels. En particulier, sur la période 12 lignes de 2008, environ 140 modules optiques sont désactivés. La différence principale de la simulation du détecteur réaliste par rapport au détecteur idéal réside dans la reconstruction des neutrinos atmosphériques descendants dont le facteur de qualité se retrouve dégradé. Les comparaisons entre le lot de données et les simulations ne sont pas nettement améliorées avec ce détecteur, et l'accord est obtenu dès que $\Lambda \geq -5.5$. En ne conservant que les événements reconstruits montants, la même optimisation a été conduite, conduisant à un jeu de coupures $(\Lambda, T3) = (-5.5, 110)$. La comparaison des sensibilités obtenues entre les différentes simulations est donnée dans le Tableau 6.3. La diminution du nombre de modules optiques opérationnels dans le détecteur n'affecte que très peu la sensibilité finale attendue pour des vitesses de monopôles supérieures à $\beta=0.90$.

- **Impact de l'acceptance angulaire**

Au cours de l'année 2008, de nouvelles mesures de l'acceptance angulaire des modules optiques d'ANTARES ont été réalisées, corrigeant principalement l'acceptance angulaire dans la direction normale aux modules optiques [445]. La nouvelle paramétrisation a ainsi été introduite dans les simulations sous l'appellation "dic08" car datée de décembre 2008. Comme précédemment, la comparaison entre données expérimentales et simulations fut menée afin de valider les coupures de sélection, mettant en évidence un déficit du nombre d'événements simulés reconstruits montants. Ce déficit est corrigé en renormalisant la

distribution des muons atmosphériques descendants sur les données, d'un facteur de ~ 2.2 . Les coupures obtenues après optimisation sont $(\Lambda, T3) = (-5.8, 110)$, engendrant une limite attendue donnée dans le Tableau 6.3.

- **Impact de l'alignement des données**

Comme les données étaient récentes lors des premières études de cette analyse, l'alignement des données n'avait pas été pris en compte dans la reconstruction des événements car non disponible. L'alignement des données consiste à corriger la position et l'orientation de chaque étage à partir des données acoustiques et des inclinomètres équipant chaque ligne [446]. Après alignement, le problème qui est alors apparu lors des comparaisons entre données et Monte Carlo consistait en un désaccord sur la normalisation des muons atmosphériques, comme dans le cas de la nouvelle acceptance angulaire “dic08”, nécessitant d'appliquer un facteur de correction pour les muons, typiquement de l'ordre de ~ 2.1 . Le jeu de coupures optimales obtenu est $(\Lambda, T3) = (-6.1, 120)$, et la limite correspondante est donnée dans le Tableau 6.3. Globalement l'alignement améliore la sensibilité attendue sur le flux de monopôles magnétiques.

- **Impact du choix des variables discriminantes**

Le choix du nombre de clusters $T3$ en tant que variable discriminante était motivé par une étude menée au préalable, mais qui suppose que la réponse des ARS, et plus particulièrement leur temps mort, soit bien modélisée dans la simulation. Or plus le photomultiplicateur est illuminé lors du passage d'une particule, plus le nombre de photo-électrons traité par l'ARS est grand, et plus son temps mort est important. Comme dans la simulation le temps mort des ARS est imposé constant, une étude a consisté à ne considérer que le nombre d'étages illuminés par un événement, permettant de quantifier un éventuel biais entre simulation et données. Evidemment, on s'attend à ce que la sensibilité finale en soit dégradée, et c'est bien ce qui a été observé après l'optimisation des coupures.

- **Impact de la stratégie de reconstruction**

Enfin la même analyse fut appliquée avec l'algorithme de reconstruction BBFit. Comme ce dernier effectue deux ajustements distincts pour chaque événement, une reconstruction de trace donnant un paramètre d'ajustement Q_T et une reconstruction de source lumineuse ponctuelle donnant Q_S , nous avons défini une pré-coupure supplémentaire permettant de privilégier la reconstruction de trace, soit $Q_T \leq Q_S$. La présélection initiale consiste à ne considérer que les événements reconstruits montants, comme auparavant. L'optimisation est donc réalisée à partir de deux variables discriminantes, le facteur de qualité Q_T , et une variable représentative de la forte quantité de lumière produite par un monopôle. Or BBFit est un algorithme dont la sortie standard est très simplifiée, ne fournissant que le nombre total d'étages utilisés par l'ajustement, et l'amplitude totale intégrée sur tous ces hits. Nous avons choisi le premier paramètre, car moins dépendant de la simulation des ARS. Un exemple de comparaison entre le lot test de données (15%) et les simulations est donné sur la Figure 6.10. Les simulations sont issues d'un détecteur pour lequel l'acceptance angulaire est “dic08”, nécessitant comme pour la stratégie de Aart un facteur de correction de l'ordre de ~ 2.0 sur la distribution de muons. On rappelle aussi que l'alignement des données n'est pas pris en compte dans BBFit. Finalement la meilleure sensibilité intégrée est obtenue pour le jeu de coupure $Q_T \leq 8$ et $n_{hit} \geq 60$, donnée en comparaison pour chaque intervalle de vitesse dans le Tableau 6.3.

- **Événements provenant d'un OM scintillant**

Enfin une dernière étape a été de valider l'analyse vis-à-vis d'un problème technique qui est apparu sur ANTARES à quelques reprises et qui pourrait simuler un événement signal monopôle. Il s'agit d'un phénomène lié aux modules optiques qui, dans certaines occasions et probablement en fin de vie, se mettent à scintiller en émettant une très grande quantité de lumière par processus d'ionisation. Ces modules optiques défectueux sont alors mis hors

tension, mais il faut s'assurer qu'ils n'engendrent pas d'événements fictifs. A l'aide des runs identifiés et pour lesquels ces phénomènes sont apparus, comme par exemple le run 36666 où le module optique défaillant était placé sur l'étage 17 de la ligne 7, nous avons appliqué les coupures en aveugle sur les événements reconstruits. En ce qui concerne la stratégie de Aart, le nombre de T3 de ces événements est typiquement de 700, passant ainsi la sélection sur le premier paramètre. Mais ces événements ont tous un facteur de qualité de reconstruction Λ inférieur à -7, assurant ainsi leur rejection et validant de fait l'analyse. Par des arguments similaires, ces événements scintillants ne passent pas non plus les critères de sélection de l'analyse BBFit, mais grâce à la condition $Q_T \leq Q_S$, ces événements étant préférentiellement reconstruits comme point lumineux.

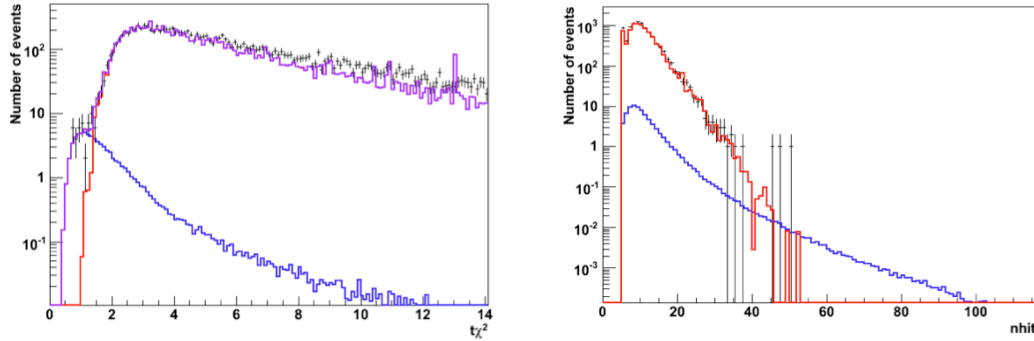


Figure 6.10

Comparaison entre les données expérimentales (15 % en noir) et les simulations des muons (rouge) et neutrinos (bleu) atmosphériques, pour les variables discriminantes Q_T (à gauche) et le nombre d'étages illuminés et utilisés pour la reconstruction de trace, avec $Q_T \leq 8$ (à droite). Les événements sont reconstruits montants sur au moins deux lignes, avec la condition $Q_T \leq Q_S$.

Tableau 6.3

Comparaison des sensibilités attendues à 90% de niveau de confiance, pour différents effets dans les simulations et dans les données, pour un détecteur 12 lignes, et différences relatives par rapport au détecteur réaliste pris comme référence.

Configuration	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.995
Réaliste	$3.8 \cdot 10^{-16}$	$2.2 \cdot 10^{-17}$	$9.6 \cdot 10^{-18}$	$5.8 \cdot 10^{-18}$	$4.0 \cdot 10^{-18}$	$3.4 \cdot 10^{-18}$
Idéal	$7.2 \cdot 10^{-17}$	$1.6 \cdot 10^{-17}$	$8.8 \cdot 10^{-18}$	$5.9 \cdot 10^{-18}$	$4.4 \cdot 10^{-18}$	$3.9 \cdot 10^{-18}$
	-81 %	-27 %	-8 %	2 %	10 %	15 %
Etage vs T3	$1.1 \cdot 10^{-15}$	$3.4 \cdot 10^{-17}$	$1.2 \cdot 10^{-17}$	$7.1 \cdot 10^{-18}$	$4.9 \cdot 10^{-18}$	$4.2 \cdot 10^{-18}$
	189 %	53 %	27 %	22 %	22 %	23 %
Alignement	$6.9 \cdot 10^{-17}$	$1.5 \cdot 10^{-17}$	$7.8 \cdot 10^{-18}$	$5.1 \cdot 10^{-18}$	$3.9 \cdot 10^{-18}$	$3.5 \cdot 10^{-18}$
	-82 %	-35 %	-19 %	-12 %	-3 %	3 %
Accept. Dic08	$1.4 \cdot 10^{-16}$	$2.0 \cdot 10^{-17}$	$9.8 \cdot 10^{-18}$	$6.2 \cdot 10^{-18}$	$4.4 \cdot 10^{-18}$	$3.9 \cdot 10^{-18}$
	-63 %	-10 %	2 %	6 %	11 %	15 %
BBFit	$5.1 \cdot 10^{-16}$	$2.3 \cdot 10^{-17}$	$9.1 \cdot 10^{-18}$	$5.6 \cdot 10^{-18}$	$4.3 \cdot 10^{-18}$	$3.9 \cdot 10^{-18}$
	34 %	5 %	-5 %	-3 %	8 %	15 %

6.4.3.2 Discussions et sensibilité finale

En conclusion, l'effet qui dégrade le plus la sensibilité attendue, selon le Tableau 6.3, est le fait de prendre le nombre d'étages à l'instar du nombre de T3 comme variable discriminante dans la stratégie de Aart. Mis à part ce cas, les autres corrections sont compatibles à 20% sur le domaine $\mathbb{R} = [0.85, 0.995]$, impliquant une légère dégradation de la limite attendue pour les hautes vitesses ($\mathbb{R} \geq 0.90$) mais une amélioration de la sensibilité

pour les plus faibles vitesses de monopôles. Ainsi la sensibilité obtenue avec le détecteur réaliste est conservatrice, et en relativement bon accord avec celle obtenue par BBFit. En fait, cette dernière devrait être comparée à la sensibilité estimée avec la stratégie de Aart sur une simulation prenant en compte la nouvelle acceptance angulaire “dic08”, ce qui améliore l’accord aux grandes vitesses, et le dégrade pour $\beta \leq 0.80$.

La sensibilité finale attendue, à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants est montrée sur la Figure 6.11 pour les deux stratégies de reconstruction Aart (détecteur réaliste) et BBFit, qui sont compatibles à 15% près sur le domaine $\beta = [0.80, 0.995]$. Cette sensibilité attendue est obtenue pour 1 an de données avec un détecteur 12 lignes. La sensibilité attendue d’ANTARES pour un an de prise de données avec un détecteur complet est donc très compétitive vis-à-vis des limites mondiales posées par les autres expériences MACRO, Baikal et AMANDA-II. Ceci s’explique d’une part par le plus grand nombre de jours de données en comparaison des autres, et d’autre part par la surface effective d’ANTARES.

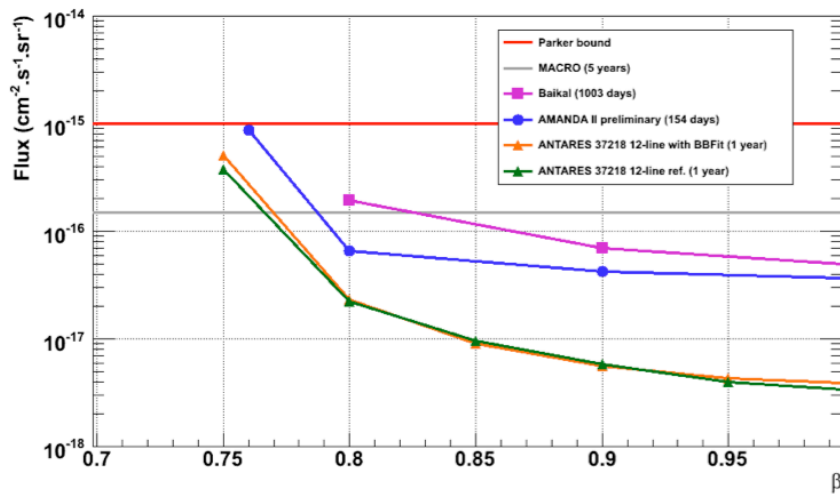


Figure 6.11

Sensibilité attendue à 90% C.L. pour un flux de monopôles magnétiques de vitesse supérieure au seuil Cherenkov, avec la stratégie de Aart (vert) et la stratégie BBFit (orange), normalisés à 1 an de prise de données. Pour comparaison sont également portées les limites posées par MACRO, Baikal et AMANDA.

Comme nous voulions procéder à une analyse complémentaire dans la région située en dessous du seuil Cherenkov, nous n’avons donc pas demandé la levée des données en aveugle à ce stade.

6.5 Etude en dessous du seuil Cherenkov

La deuxième partie de l’analyse, menée initialement pour compléter le domaine de sensibilité aux monopôles lents sous la limite Cherenkov, est en fait apparu compétitif sur tout le domaine en vitesse des monopôles. Les résultats présentés ici ont donné lieu à une publication dédiée au sujet [447].

Au regard des limites de sensibilité obtenues par la première analyse, il apparaît que les monopôles lents ($\beta \sim \beta_c$) sont moins bien reconstruits que les monopôles rapides ($\beta \sim 1$) dû au fait que les reconstructions de trace sont effectuées en supposant une vitesse $\beta=1$, propre aux muons, et impliquant par là même une émission Cherenkov à un angle de 42° par rapport à la direction incidente de la particule. L’idée est donc de modifier un des algorithmes de

reconstruction dans lequel la vitesse de la particule reconstruite serait un paramètre libre. La stratégie de Aart présente l'avantage de prendre en compte l'alignement du détecteur, et est donc plus performante en terme de résolution angulaire ($\sim 0.3^\circ$), mais elle a l'inconvénient d'utiliser une librairie des distributions des résidus en temps, obtenues avec un bruit de fond constant de 60 kHz, la rendant plus dépendante à la modélisation du bruit de fond environnant. La stratégie BBFit, due à une sélection des hits plus sévère, est moins dépendante du bruit de fond. Le fait qu'elle ne tienne pas compte de l'alignement du détecteur, et donc engendre une résolution angulaire de 1 à 2° , n'est pas un réel handicap pour une recherche de source diffuse comme c'est le cas pour les monopôles. Le choix de la stratégie de reconstruction à modifier s'est donc porté sur BBFit.

Ce chapitre présente donc dans une première partie les modifications apportées à l'algorithme de reconstruction BBFit, puis introduit les coupures préliminaires et les sélections finales optimisées sur le Monte Carlo. Il conclut sur la limite obtenue avec l'ensemble des données ANTARES de l'année 2008.

6.5.1 Modification de la reconstruction

La première étape de modification a concerné la présélection des hits appliquée avant ajustement (cf. §4.3.1), en élargissant la fenêtre de coïncidence pour la définition des clusters T3 de 80 ns à 100 ns, afin de profiter du gain en efficacité du trigger 2T3 vis-à-vis des événements ayant une production de photons plus dispersée en temps (comme c'est le cas pour les photons Cherenkov issus des δ -rays).

Les principaux changements qui ont ensuite été appliqués peuvent se résumer à travers le facteur de qualité de la reconstruction de la trace, donné par :

$$Q = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left[\frac{(t'_i - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{f(A_i) \sqrt{d_l^2 + d_r^2}}{\langle f \rangle d_0} \right] \quad (6.14)$$

où on rappelle que t'_i et t_i sont les temps d'arrivée théorique et mesuré des hits, σ_i est l'incertitude sur le temps t_i , imposée à 10 ns pour les hits d'amplitude supérieure à 2.5 pe et 20 ns sinon, $f(A_i)$ représente l'amplitude modifiée du hit i permettant d'introduire une saturation à 10 pe, $\langle f \rangle$ est la moyenne des amplitudes corrigées et où $d_0=50$ m et $d_l=5$ m.

Cette fonction Q dépend explicitement de t_γ et d_γ , et implicitement de $\cos\theta_\gamma$ à travers le terme $f(A_i)$, tous trois définis respectivement par les équations (4.15), (4.16) et (4.17). Dans chacune de ces équations, le terme en θ_c correspondant à l'angle Cherenkov pour un muon dans l'eau ($\cos\theta_c = 1/n \sim 0.74$) doit donc être remplacé par l'angle Cherenkov $\theta_c(\beta)$ d'une particule allant à une vitesse β dans l'eau, soit $\cos\theta_c(\beta) = 1/\beta n$. Ce régime n'est cependant valable que pour les vitesses supérieures au seuil Cherenkov, où l'émission directe est le régime dominant. Pour les monopôles de vitesse inférieure, l'exercice est plus compliqué car l'émission Cherenkov des δ -électrons est diffuse comme le montre la Figure 6.12. En première approximation nous avons donc défini l'angle θ_c comme l'angle pour lequel l'émission lumineuse est la plus intense, soit $\cos\theta_{\max}(\beta)$, qui varie de 0.93 à 1 pour des vitesses β de 0.55 à 0.74. Comme la procédure de minimisation s'applique en partie sur le paramètre β , il était alors nécessaire de rendre la fonction $\cos\theta(\beta)$ continue sur l'ensemble du domaine $\mathbb{R} = [0.55, 0.995]$, avec des dérivées continues.

Enfin, des modifications au niveau des poids entre le premier et le second terme de droite de l'équation (6.14) ont été apportées afin d'améliorer la reconstruction pour les monopôles au-dessus du seuil Cherenkov. Ces modifications ont également été portées dans l'ajustement du point lumineux pour permettre les comparaisons.

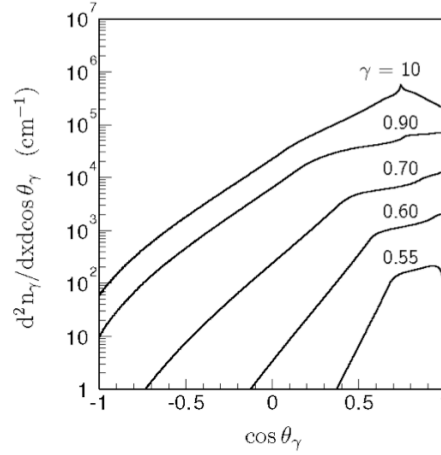


Figure 6.12

Distribution angulaire des photons Cherenkov émis par les δ -électrons pour différentes vitesses des monopôles.

Cette reconstruction modifiée a donc été appliquée sur les événements monopôles simulés dans les dix gammes de vitesses β_s . Un exemple des distributions de vitesses reconstruites β_R est donné sur la Figure 6.13 pour des monopôles situés sous le seuil et au-dessus du seuil Cherenkov. La résolution en vitesse est très bonne pour les monopôles rapides, de l'ordre de $\Delta\beta = \beta_R - \beta_s \sim 0.003$, et moins performante pour les monopôles lents, de l'ordre de $\Delta\beta \sim 0.025$.

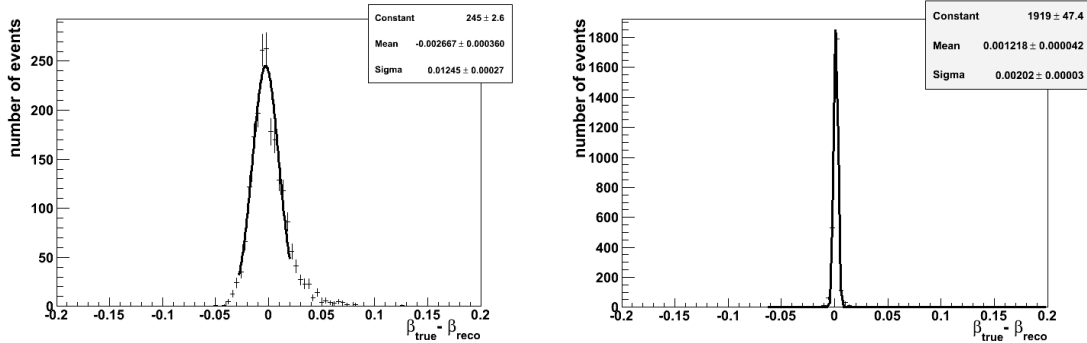


Figure 6.13

Résolution de la vitesse reconstruite $\Delta\beta = \beta_r - \beta_s$ pour des monopôles générés à des vitesses $\beta_s = [0.625, 0.675]$ (gauche) et $\beta_s = [0.825, 0.875]$ (droite).

6.5.2 Le premier niveau de sélection

La reconstruction modifiée a donc été appliquée sur l'ensemble des simulations Monte Carlo muons et neutrinos atmosphériques, monopôles magnétiques générés dans chaque tranche de vitesse, et sur les 15% de données (20 jours au total), ceci pour chaque configuration du détecteur (10, 9 et 12 lignes en 2008).

La distribution des événements reconstruits en fonction de β_R est représentée sur la Figure 6.14 pour les simulations et le lot de 15% de données, avant toute coupure. L'accord est excellent selon la forme des distributions, mais pas selon leur normalisation, comme cela a déjà été évoqué précédemment. Ce facteur de renormalisation, uniquement appliqué sur les muons atmosphériques, est de l'ordre de ~ 1.8 . Il est également présent dans d'autres analyses ANTARES, et est dû au fait que la production des muons atmosphériques est celle de

CORSIKA, choisie dans toute cette analyse car les événements sont pondérés³⁶. Il permet de corriger des incertitudes issues de l'acceptance angulaire des modules optiques pour les particules descendantes, et de la paramétrisation des modèles de flux des muons atmosphériques, comme discuté dans le §2.3.3.1.

La Figure 6.14 révèle cependant une sous-estimation des données par le Monte Carlo dans la région $\beta \leq 0.6$. En requérant des événements reconstruits sur au moins deux lignes, on obtient la distribution zénithale montrée sur la Figure 6.15. Les événements reconstruits montants ont un angle $\theta_{\text{zen}} \leq 90^\circ$, tandis que les événements descendants sont obtenus pour $\theta_{\text{zen}} \geq 90^\circ$. L'accord entre données expérimentales et simulation est de nouveau très bon, et pour indication est tracée sur la même figure la distribution attendue des monopôles pour $\beta_s = [0.775, 0.825]$.

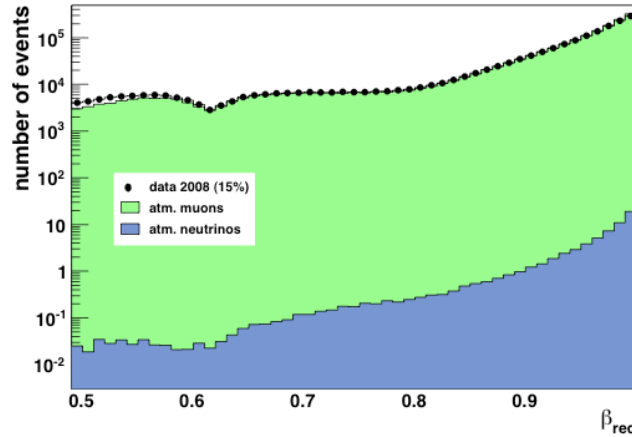


Figure 6.14

Distribution des muons et des neutrinos atmosphériques comparés au lot de 15% de données, en fonction de la vitesse reconstruite β_{rec} . La distribution des muons atmosphériques a été renormalisée par un facteur 1.8.

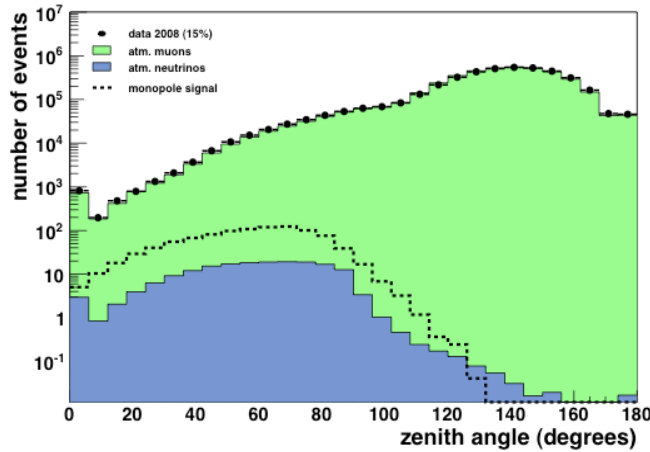


Figure 6.15

Distribution de l'angle zénithal des muons (avec facteur de normalisation) et neutrinos atmosphériques simulés comparés au lot de 15% de données. La distribution des monopôles magnétiques générés à $\beta_s = [0.775, 0.825]$ est également montrée dans une échelle arbitraire. Seules les événements reconstruits sur au moins deux lignes sont considérés ici.

³⁶ L'alternative d'utiliser la production MUPAGE, aussi disponible dans la pipeline ANTARES, a été écartée de cette analyse car chaque événement est de poids 1 (=1 muon), et les sélections ne laissent alors passer aucun événement.

On peut maintenant imposer un premier jeu de sélection à nos échantillons, qui incluent les trois points suivants:

- l'angle zénithal, avec la condition que $\theta_{\text{zen}} \leq 90^\circ$, afin de ne rechercher que les monopôles montants ayant traversé la Terre. Cette condition pose des contraintes plus sévères sur la masse des monopôles, mais permet de s'affranchir de la majeure partie du bruit de fond issu des muons atmosphériques.
- le nombre de lignes, avec la condition $N \geq 2$, afin de satisfaire un meilleur accord données-Monte Carlo (l'ajustement des événements reconstruits sur une seule ligne fait apparaître un pic vers $\beta \sim 0.65$ [448]).
- le critère de comparaison des ajustements, avec la condition $Q_T \leq Q_S$, afin de supprimer une partie des muons créant des gerbes électromagnétiques, et aussi de s'affranchir des éventuels modules optiques scintillants.

6.5.3 La sélection finale et l'optimisation

6.5.3.1 Les variables discriminantes

Comme auparavant, deux variables discriminantes sont définies afin de mener l'optimisation. La première doit bénéficier de la propriété qu'ont les monopôles à produire une très grande quantité de lumière, et comme la stratégie utilisée est BBFit, cette quantité est le nombre de hits (ou nombre d'étages) utilisés dans la reconstruction de la trace. Un exemple de la distribution des événements reconstruits dans l'intervalle $\beta_R = [0.775, 0.825]$ en fonction du nombre de hits est représenté sur la Figure 6.16. Pour information est également portée la distribution des monopôles générés dans la gamme de vitesse correspondante $\beta_S = [0.775, 0.825]$. Le facteur de normalisation défini dans la section précédente est appliqué à la distribution des muons atmosphériques, et le sera par défaut dans toute la suite de l'analyse. Un bon accord est observé entre les simulations et le lot de données, et ce quelque soit la gamme de vitesse β_R considérée [448].

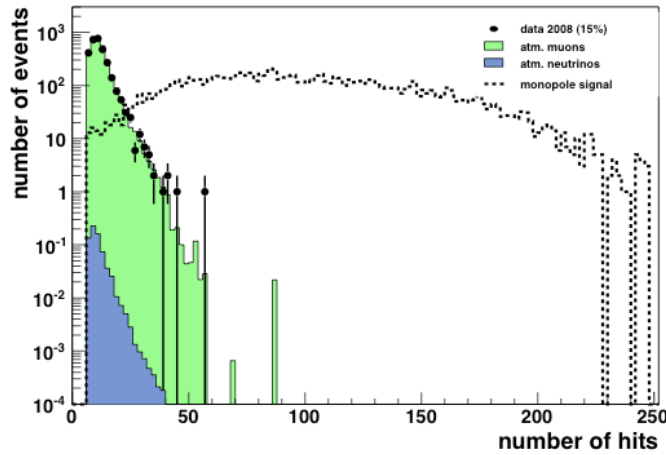


Figure 6.16

Distributions du nombre d'événements ayant passé les coupures préliminaires et dont la vitesse reconstruite est comprise dans l'intervalle $\beta_R = [0.775, 0.825]$, en fonction du nombre de hits utilisés dans la reconstruction. Les histogrammes pleins correspondent aux muons atmosphériques descendants (dont le facteur de normalisation a été appliqué) et aux neutrinos atmosphériques montants. Les points représentent le lot de données de 15%. Les traits pointillés indiquent la distribution attendue pour les monopôles générés dans l'intervalle $\beta_S = [0.775, 0.825]$.

Le deuxième paramètre discriminant doit tirer parti du fait que les monopôles ont une vitesse inférieure à $\beta \leq 1$. Ainsi à chaque événement est appliqué deux reconstructions :

- La reconstruction BBFit modifiée pour laquelle β est un paramètre d'ajustement. Son critère de qualité sera $Q_{\beta \text{ var}}$.
- La reconstruction BBFit standard pour laquelle β est fixé à 1. Son critère de qualité sera $Q_{\beta=1}$.

On définit alors le rapport de ces deux quantités selon :

$$\lambda = \log \left(\frac{Q_{\beta=1}}{Q_{\beta \text{ var}}} \right) \quad (6.15)$$

Cette nouvelle quantité est attendue positive pour les monopôles magnétiques dont $\beta_S \neq 1$, et négative pour le bruit de fond atmosphérique, car préférentiellement reconstruit avec une vitesse $\beta=1$. Un exemple de la distribution des événements reconstruits dans l'intervalle $\beta_R = [0.775, 0.825]$ en fonction du paramètre λ est représenté sur la Figure 6.17. Pour information est également portée la distribution des monopôles générés dans la gamme de vitesse correspondante $\beta_S = [0.775, 0.825]$. Ce critère est évidemment d'autant plus efficace que la vitesse des monopôles est faible. Mais quelque soit le régime de vitesse, l'accord entre données et simulation demeure très bon.

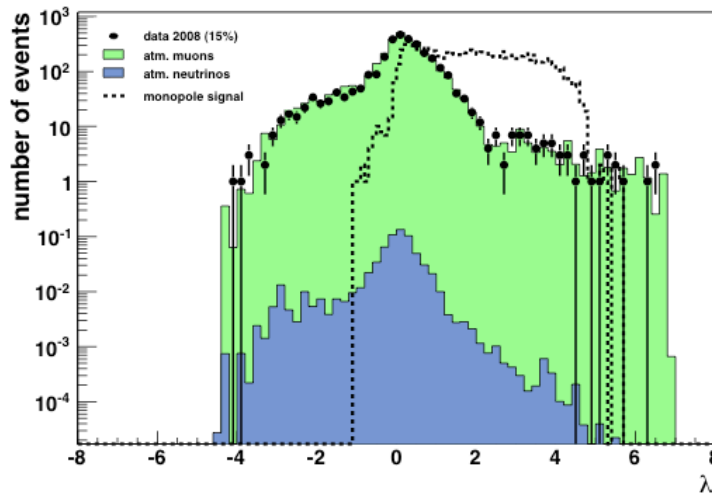


Figure 6.17

Distributions du nombre d'événements ayant passé les coupures préliminaires et dont la vitesse reconstruite est comprise dans l'intervalle $\beta_R = [0.775, 0.825]$, en fonction du paramètre λ . Les histogrammes pleins correspondent aux muons atmosphériques descendants (dont le facteur de normalisation a été appliqué) et aux neutrinos atmosphériques montants. Les points représentent le lot de données de 15%. Les traits pointillés indiquent la distribution attendue pour les monopôles générés dans l'intervalle $\beta_S = [0.775, 0.825]$.

6.5.3.2 L'optimisation

L'optimisation dans cette analyse n'est plus basée sur la meilleure sensibilité attendue, mais sur le potentiel de découverte (MDP) comme décrit à l'Annexe A. Les coupures finales dans l'espace des paramètres (n_{hit}, λ) sont donc déterminées par la minimisation du MDP, pour une découverte à 5σ avec une puissance de 90%. Un exemple des sélections définies pour le détecteur 12 lignes est donné dans le Tableau 6.4, avec le bruit de fond atmosphérique attendu pour chaque intervalle de vitesse.

Tableau 6.4

Valeurs des coupures définitives (n_{hit} , λ) pour le détecteur 12 lignes après optimisation du MDP en fonction de la vitesse de reconstruction des événements, et nombre d'événements bruit de fond attendu après que soient appliquées les sélections finales.

Vitesse β_R des monopôles	$n_{hit_{min}}$	λ_{min}	Bruit de fond atmosphérique		
			muons	neutrinos	total
0.55	10	4.5	2.52	$6.8 \cdot 10^{-6}$	2.52
0.60	21	1.1	0.43	$3.5 \cdot 10^{-6}$	0.43
0.65	36	0.7	$<10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$
0.70	47	0.0	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
0.75	53	-2.1	$<10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$
0.80	81	0.8	$<10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$
0.85	93	0.4	$<10^{-7}$	$<10^{-10}$	$<10^{-7}$
0.90	85	0.7	$<10^{-7}$	$<10^{-10}$	$<10^{-7}$
0.95	84	0.0	$<10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$
0.995	92	0.0	$<10^{-7}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$

Cette optimisation est effectuée pour chaque intervalle de vitesse reconstruite β_R dans lesquels on ne considère comme signal que les monopôles générés à $\beta_S = \beta_R$. En d'autres termes, afin d'être conservatif et aussi pour se prévenir de corrélations éventuelles, les sensibilités ou limites calculées pour chaque intervalle β_R ne tiennent pas compte des éventuels monopôles générés à une vitesse $\beta_S \neq \beta_R$ mais reconstruits dans l'intervalle β_R . Les nombres d'événements monopôle sont détaillés dans le Tableau 6.5 après chaque étape de sélection. Dans ce dernier Tableau on peut remarquer que cette sélection sur β semble être sévère, avec près de 50% des événements monopôles perdus. Mais une analyse plus fine montre que les événements écartés n'auraient pas survécu aux sélections finales, comme le montre le Tableau 6.6. Ces événements proviennent vraisemblablement des queues de distribution illustrées sur la Figure 6.13, suggérant que ces événements ont probablement un faible nombre de hits expliquant leur mauvaise vitesse reconstruite.

Tableau 6.5

Nombre d'événements monopoles après chaque étape de sélection. Ces nombres d'événements sont moyennés selon les trois configurations de détecteur (9, 10 et 12 lignes), pondérés de leur temps d'acquisition effectif (47, 46 et 43 jours).

Vitesse β_R des monopôles	Nombre d'événements simulés	Nombre d'événements reconstruits	MM avec $\beta_R \in \beta_S$	MM après le premier niveau de sélection	MM après les sélections finales	Efficacité après toutes les coupures de sélection
	A	B	C	D	E	F = E / B
0.65	200 000	13 382	6 692	6 415	2 697	20.2%
0.70	200 000	16 045	7 694	7 302	3 789	23.6%
0.75	50 000	4 662	2 072	1 944	1 147	24.6%
0.80	50 000	6 112	3 087	3 008	1 865	30.5%
0.85	50 000	7 629	3 398	3 336	2 555	33.5%
0.90	50 000	8 800	3 846	3 766	2 591	29.4%
0.95	50 000	9 789	4 134	4 030	2 825	28.9%
1.00	50 000	10 346	4 159	4 059	3 483	33.7%

Tableau 6.6

Nombre d'événements monopoles reconstruits respectivement avec une vitesse β_R incluse ou non dans l'intervalle de la vitesse initiale simulée β_S et survivant aux sélections finales. L'efficacité effective de cette présélection est également indiqué, et est à comparer aux colonnes B et C du Tableau 6.5. Ces nombres d'événements sont moyennés selon les trois configurations de détecteur (9, 10 et 12 lignes), pondérés de leur temps d'acquisition effectif (47, 46 et 43 jours).

Vitesse β_R des monopôles	MM avec $\beta_R \in \beta_S$ après les sélections finales	MM avec $\beta_R \notin \beta_S$ après les sélections finales	Efficacité du cut en β pour les monopôles survivant aux sélections finales
	E	G	H = E / (E+G)
0.65	2 697	933	74.3%
0.70	3 789	1 510	71.5%
0.75	1 147	188	85.9%
0.80	1 865	78	96.0%
0.85	2 555	143	94.7%
0.90	2 591	129	95.3%
0.95	2 825	265	91.4%
1.00	3 483	630	84.7%

Le calcul de la sensibilité moyenne pour l'ensemble des trois configurations de détecteur s'écrit, à partir de l'équation (A.5) :

$$S_{90}(\beta) = \frac{\bar{\mu}_{90}(n_B)}{S_{eff}^{total}(\beta) T^{total}} \quad (6.16)$$

avec μ_{90} le facteur donné par l'équation (A.3) pour un nombre n_B de bruit de fond total dans les trois détecteurs, $T^{total} = T^{10l} + T^{9l} + T^{12l} \approx 116$ jours et

$$S_{eff}^{total}(\beta) = \frac{1}{T^{total}} \left[T^{10l} S_{eff}^{10l}(\beta) + T^{9l} S_{eff}^{9l}(\beta) + T^{12l} S_{eff}^{12l}(\beta) \right] \quad (6.17)$$

La sensibilité attendue pour l'ensemble des données 2008 est montrée sur la Figure 6.18. La comparaison entre cette sensibilité et celle obtenue par la première analyse optimisée pour les monopôles de vitesse supérieure au seuil Cherenkov (Figure 6.11) fait apparaître un bon accord entre les deux pour $\beta \geq 0.90$ en tenant compte de la différence du nombre de jours (365 jours contre 116 jours ici). Pour la gamme $0.75 \leq \beta < 0.90$, l'analyse présente améliore significativement la sensibilité attendue, et étend la compétitivité de la sensibilité donnée par ANTARES jusqu'à $\beta \geq 0.60$.

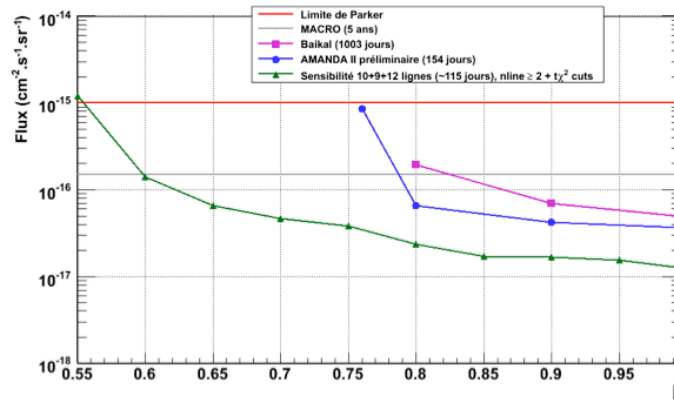


Figure 6.18

Sensibilité attendue à 90% de niveau de confiance pour l'ensemble des données 2008 d'ANTARES, soit 116 jours, en fonction de la vitesse β des monopôles magnétiques. Pour comparaison sont également reportées les limites obtenues par MACRO, Baikal et AMANDA-II.

6.5.4 Limite obtenue

Tous ces résultats ont été montrés régulièrement à des réunions de collaboration ANTARES, et ont fait l’objet de notes internes détaillées. La demande de levée des données cachées a donc été demandée à la collaboration et acceptée. L’analyse optimisée jusqu’à présent est donc appliquée en “aveugle” aux 85% de données restantes

Une vérification a consisté à comparer les données expérimentales (lot de 85%) avec les simulations. La comparaison portant sur la distribution des événements en fonction de la vitesse reconstruite est montrée sur la Figure 6.19. L’accord est très bon pour des vitesses supérieures à $\beta > 0.6$, tandis que le Monte Carlo sous-estime toujours les données dans la région $\beta \leq 0.6$, comme c’était le cas pour les 15% de données.

Le Tableau 6.7 résume le nombre d’événements de bruit de fond attendu pour l’ensemble des données 2008, ainsi que le nombre critique, c’est-à-dire le nombre minimum d’événements qu’il faut observer pour être en mesure de clamer une découverte à 5σ . Le nombre d’événements réellement observé dans le lot de 85% de données après que les sélections finales aient été appliquées est également indiqué pour chaque domaine de vitesse des monopôles. Aucun événement ne passe les critères de sélection au-dessus du seuil Cherenkov, tandis que quelques événements sont observés dans les bins $\beta_R = [0.525, 0.575]$, $\beta_R = [0.575, 0.625]$ et $\beta_R = [0.675, 0.725]$. Les p -values de ces observations dans l’hypothèse où il s’agisse de bruit de fond sont 2.0×10^{-2} , 7.9×10^{-3} et 4.4×10^{-3} respectivement, c’est-à-dire supérieures au niveau de signification du test α . Ces observations ne permettent donc pas de rejeter l’hypothèse de bruit de fond, ni a fortiori de clamer la découverte d’un nouveau phénomène. Enfin, afin d’être moins dépendant de la statistique du Monte Carlo, le bruit de fond attendu a été extrapolé pour les grandes valeurs de n_{hit} (cf. Figure 6.16), et reporté dans le tableau.

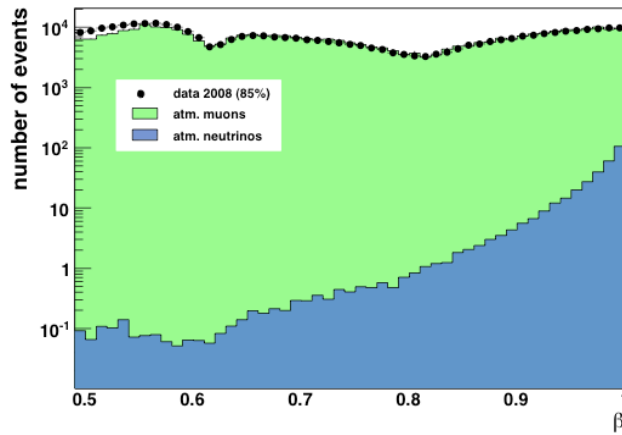


Figure 6.19

Distribution des événements ayant passé les coupures préliminaires en fonction de la vitesse reconstruite β_R . Les histogrammes pleins correspondent aux muons et neutrinos atmosphériques et les points noirs symbolisent les données expérimentales. La distribution des muons atmosphériques a été multipliée par le facteur de normalisation déterminé à l’aide du lot des 15% de données, soit ~ 1.8 .

L’incertitude systématique dominante est l’efficacité du détecteur vis-à-vis du signal monopôle. La modélisation de l’efficacité du détecteur dépend de l’acceptance angulaire des modules optiques, qui est déterminée avec une incertitude de $\pm 15\%$ pour les particules montantes, et de la longueur d’absorption de la lumière dans l’eau, mesurée à $\pm 10\%$ sur tout le domaine spectral [183]. Afin d’étudier l’impact sur la sensibilité attendue, 18% (somme quadratique des incertitudes) des hits de chaque événement ont été retirés aléatoirement du Monte Carlo. La conséquence est la détérioration de la limite supérieure de 3% pour les monopôles de vitesse supérieure à la limite Cherenkov, et 7% en dessous. D’autres effets ont

été étudiés, comme l'efficacité du détecteur vis-à-vis du bruit de fond descendant ou vis-à-vis de la paramétrisation du modèle de flux des muons atmosphériques, mais l'application du facteur de normalisation rend négligeable l'impact sur la limite. Finalement la limite supérieure posée sur le flux de monopôles magnétiques avec un niveau de confiance de 90% est calculée en tenant compte des incertitudes, représentée sur la Figure 6.20 et reportée dans le Tableau 6.7.

Tableau 6.7

Récapitulatif du nombre d'événements attendus, du nombre critique défini comme le nombre minimum d'événements à observer pour clamer une découverte à 5σ avec une puissance statistique de 90%, et du nombre d'événements observés dans les 85% de données, pour les trois configurations du détecteur ANTARES en 2008.

β_R	Nombre d'événements du bruit de fond attendu	Nombre critique	Nombre d'événements du bruit de fond attendu corrigé	Nombre d'événements observés	Limite supérieure à 90% C.L. ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$)
0.55	6.0	22	6.0	12	$4.2 \cdot 10^{-15}$
0.60	0.43	7	0.43	3	$5.4 \cdot 10^{-16}$
0.65	$5.6 \cdot 10^{-4}$	2	$2.2 \cdot 10^{-2}$	0	$7.5 \cdot 10^{-17}$
0.70	$4.4 \cdot 10^{-3}$	3	$1.3 \cdot 10^{-1}$	1	$8.9 \cdot 10^{-17}$
0.75	$1.2 \cdot 10^{-4}$	2	$4.6 \cdot 10^{-2}$	0	$4.0 \cdot 10^{-17}$
0.80	$3.1 \cdot 10^{-7}$	1	$1.1 \cdot 10^{-6}$	0	$2.4 \cdot 10^{-17}$
0.85	$<10^{-7}$	1	$8.2 \cdot 10^{-7}$	0	$1.8 \cdot 10^{-17}$
0.90	$<10^{-7}$	1	$6.9 \cdot 10^{-7}$	0	$1.7 \cdot 10^{-17}$
0.95	$2.3 \cdot 10^{-5}$	2	$2.3 \cdot 10^{-5}$	0	$1.6 \cdot 10^{-17}$
0.995	$1.3 \cdot 10^{-2}$	3	$1.3 \cdot 10^{-2}$	0	$1.3 \cdot 10^{-17}$

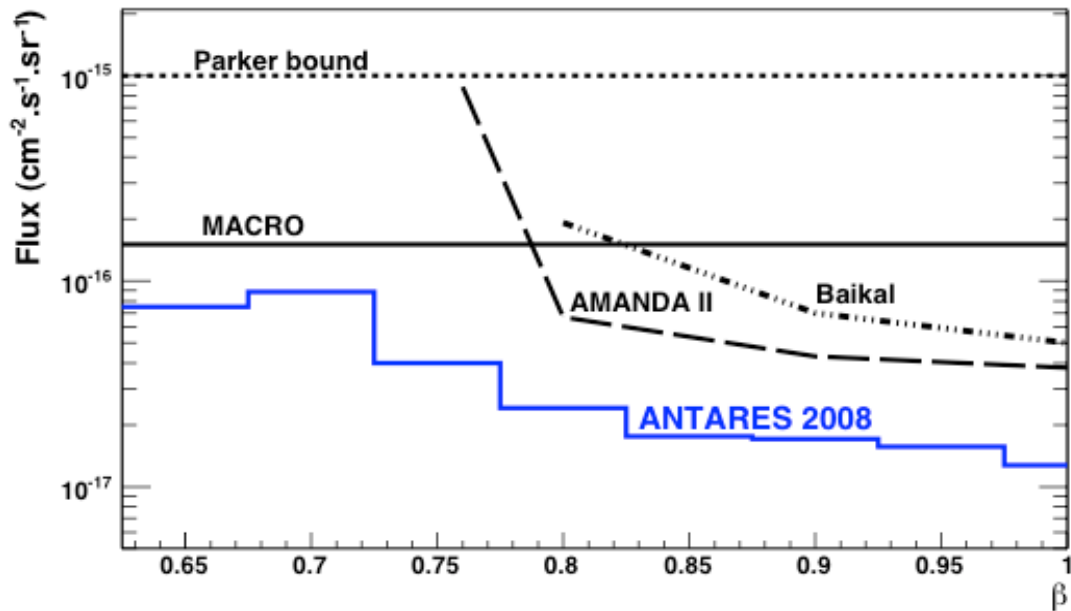


Figure 6.20

Limite supérieure sur le flux de monopôles magnétiques montants, à 90% de niveau de confiance, en fonction de leur vitesse, obtenue avec les données ANTARES de 2008. Pour comparaison sont également reportées les limites posées par MACRO[434], Baikal [437] et AMANDA-II [438].

6.5.5 Conclusions

Les monopôles magnétiques sont des particules hypothétiques, qui apparaissent nécessaires dans les théories de jauge unifiées. Créés aux premiers instants de l'Univers, ils pourraient être présents aujourd'hui dans le rayonnement cosmique. Leur détection est rendue possible dans un télescope comme ANTARES grâce à une signature univoque d'émission Cherenkov dont l'intensité est 8500 fois plus grande que celle d'un muon relativiste. L'étude décrite dans ce chapitre a essentiellement portée sur l'optimisation du potentiel de découverte des monopôles. Techniquement, l'originalité du travail de l'étudiant Nicolas Picot-Clemente a consisté en une modification de l'outil de reconstruction de traces afin de prendre en compte la vitesse des monopôles. Finalement, cette étude a permis de poser de nouvelles contraintes mondiales sur le flux de monopôles magnétiques relativistes pour la gamme de vitesses $0.65 < \beta < 1$ [447]. De surcroît, le domaine des vitesses en dessous du seuil Cherenkov a été pour la première fois atteint avec un télescope à neutrinos.

Pour le futur, les résultats préliminaires d'IceCube IC22 laisse présager une limite attendue sur le flux des monopôles magnétiques de l'ordre de $3.10^{-18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [449]. Comme la sensibilité au flux varie de façon inversement proportionnelle par rapport à la durée d'acquisition, d'après l'équation (6.16), une limite équivalente à IceCube pourrait cependant être obtenue par ANTARES avec les données de 2009 à 2011, correspondant à un total de ~ 900 jours effectifs. Cependant, à l'heure actuelle, aucun groupe sur ANTARES n'a repris ce travail, et ces données n'ont donc pas encore été analysées pour la recherche de monopoles magnétiques.

Conclusions

L'Univers qui nous entoure demeure encore aujourd'hui très mystérieux sur de nombreux aspects. Le domaine de l'astroparticule constitue néanmoins une voie prometteuse pour sonder les phénomènes les plus violents qui s'y produisent. En particulier l'étude des rayons cosmiques qui nous bombardent continuellement a permis d'accroître énormément nos connaissances. Mais de nombreuses questions fondamentales subsistent, comme l'origine des rayons cosmiques, la transition galactique/extragalactique, ou encore leur composition à ultra haute énergie. Aux énergies jusqu'au PeV, les rayons cosmiques sont à 99% composés de noyaux, dont 89% de protons. Ainsi les modèles hadroniques paraissent inévitables, et une façon d'améliorer nos connaissances serait d'observer les neutrinos de haute énergie provenant directement du cœur des sites d'accélération, ce qui motiva depuis les années 90 la construction de télescopes à neutrinos, dont le télescope ANTARES. Les premiers résultats sont plutôt encourageants, et ANTARES est dorénavant en mesure de poser des contraintes sur les limites du flux de neutrinos en provenance de sources ponctuelles.

La prochaine étape pourrait consister en une deuxième génération de télescopes à neutrinos dans l'hémisphère nord, à l'image d'IceCube au Pôle sud. En effet, une détection significative de neutrinos cosmiques est envisagée pour des détecteurs d'une taille d'au moins 50 fois plus grande qu'ANTARES. Par comparaison, rappelons que dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, les événements sont rares, de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle, impliquant la nécessité de déployer des détecteurs sur de très grandes surfaces. Et cette propriété devient commune à l'ensemble de la discipline des astroparticules, que ce soit l'étude des rayons cosmiques (Auger), des rayons gamma (CTA) ou des neutrinos.

Enfin, je souhaiterais conclure sur l'opportunité qu'offre un détecteur sous-marin pour l'étude du milieu profond. En effet, ANTARES est bien plus qu'un télescope à neutrinos, il constitue également un véritable observatoire du fond de la mer apportant sa brique à l'édifice de la compréhension globale des phénomènes d'océanographie physique ou biologique dans le cadre des changements globaux. Il paraît judicieux aujourd'hui de consolider la mutualisation de l'infrastructure des futurs observatoires cablés entre la physique des hautes énergies et les sciences marines autour de programmes fédérateurs européens ou internationaux.

Perspectives

Depuis 2010, je fais également partie de la collaboration BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey) du sondage SDSS-III (Sloan Digital Sky Survey III, [450]) dont l'un des buts est la mesure précise de l'histoire cosmique de l'Univers grâce à la signature des oscillations acoustiques baryoniques dans le regroupement des galaxies.

Ce changement de thématique a été murement réfléchi, et j'avais pris contact avec les membres du groupe de cosmologie afin qu'on définisse au mieux une stratégie locale. Après avoir exposé le contexte actuel en cosmologie observationnelle, je décrirai succinctement mes perspectives futures.

• Contexte

La cosmologie observationnelle a conduit récemment à l'un des plus grands mystères de la physique contemporaine : l'accélération de l'expansion de l'Univers. En effet, en 1998, deux équipes indépendantes ont mis en évidence que les supernovae de type Ia paraissaient moins brillantes qu'attendues [96][97], impliquant un Univers en accélération avec une constante cosmologique Λ , consistant avec une densité de matière $\Omega_m \sim 0.3$ et une densité d'énergie $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ dans un Univers spatialement plat³⁷. Ce résultat a rapidement été accepté par l'ensemble de la communauté puisqu'il a été suivi l'année suivante par la mesure du premier pic acoustique dans le fond diffus cosmologique (CMB), confirmant la platitude de l'Univers ($\Omega_{tot} = 1$) ([451]). De nombreuses autres observations, comme les oscillations acoustiques baryoniques, concordent vers ce modèle d'Univers composé de matière noire froide (CDM, cf. §1.3.1) avec une constante cosmologique, baptisé Λ CDM, comme l'illustre la Figure P1.

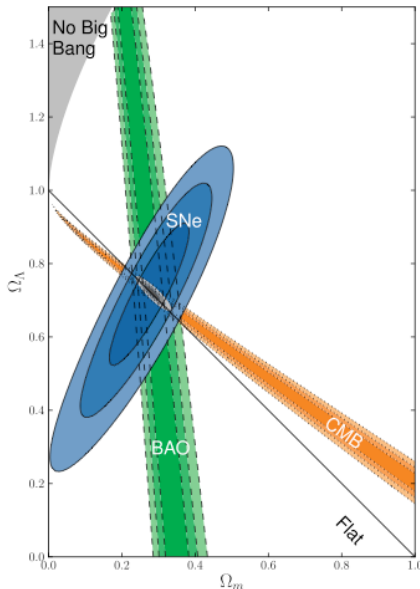


Figure P1

Contours pour la densité d'énergie Ω_Λ et la densité de matière Ω_m à 68%, 95% et 99.7% de niveau de confiance obtenus avec les données des supernovae (SNe issu de l'échantillon UNION2.1), du fond diffus cosmologique (CMB issu de WMAP 7-an) et des oscillations acoustiques baryoniques (BAO issu de SDSS DR7 et 2dFGRS), ainsi que leur combinaison dans l'hypothèse où l'équation d'état $w = -1$ [452]. Seules les incertitudes statistiques sont considérées pour les contours SNe.

Une des questions actuelles n'est donc plus de savoir si l'Univers accélère, mais pourquoi il accélère. Une façon d'y répondre est de comprendre la nature de l'énergie noire,

³⁷ Cette découverte fut récompensée par le prix Nobel 2011, décerné à Saul Perlmutter, Brian Schmidt et Adam Riess.

en y incluant au sens large les théories modifiées de la gravitation. Si on suppose que l'énergie noire se comporte comme un fluide cosmique, alors on peut définir son équation d'état $w(z)$ comme le rapport de sa pression sur sa densité. Cette équation d'état, qui vaut $w(z)=-1$ pour la constante cosmologique, peut alors être utilisée pour paramétriser l'histoire cosmique de l'Univers dans le cadre de modèles d'énergies noires ou de modifications de la gravité à grande échelle. Ceci explique la nécessité d'aller sonder l'Univers de plus en plus profondément, à grand redshift.

• Etat des lieux

Durant les dix dernières années, les grands sondages de supernovae (SNe) ont joué un rôle majeur dans la cosmologie observationnelle. Parmi les sondages importants, on peut citer SDSS-II [453] qui suivit spectroscopiquement près de 500 SNe situées à des redshifts entre 0.1 et 0.4, ESSENCE [454] ou SNLS [455] qui contiennent respectivement ~ 200 et ~ 500 SNe situées à des redshifts entre 0.4 et 1, et HST [452] qui a détecté près de 25 SNe situés à grand redshift, comme le montre le diagramme de Hubble donné sur la Figure P2. Mais aujourd'hui, l'étude des supernovae se trouve limitée par les incertitudes systématiques (effets d'évolution, d'extinction due à la poussière, ...), et les efforts futurs à court terme devront se focaliser sur le contrôle de ces systématiques. A plus long terme, il faudra attendre les grands relevés de SNe de prochaine génération, comme le satellite américain WFIRST, non encore approuvé, ou le futur sondage sol LSST programmé pour 2019.

En parallèle à l'activité des supernovae qui mena à la découverte et à la confirmation de l'accélération de l'expansion de l'Univers, une nouvelle sonde cosmologique émergea des relevés de galaxies : les oscillations acoustiques baryoniques (BAO). En effet, les ondes de pression qui se sont propagées dans le plasma chaud de l'Univers primordial, puis qui se sont figées après la recombinaison, laissent une empreinte dans la matière (matière noire, galaxies et gaz intergalactique) à une échelle caractéristique, typiquement de 150 Mpc. La mesure de cette échelle caractéristique à différents redshifts permet de contraindre l'histoire de l'évolution de l'Univers et donc les propriétés de l'énergie noire. La signature du pic BAO a été mise en évidence pour la première fois en 2005 dans le relevé SDSS-II [456]. Le BAO est alors rapidement devenu l'une des sondes les plus prometteuses pour l'étude de l'énergie noire [457].

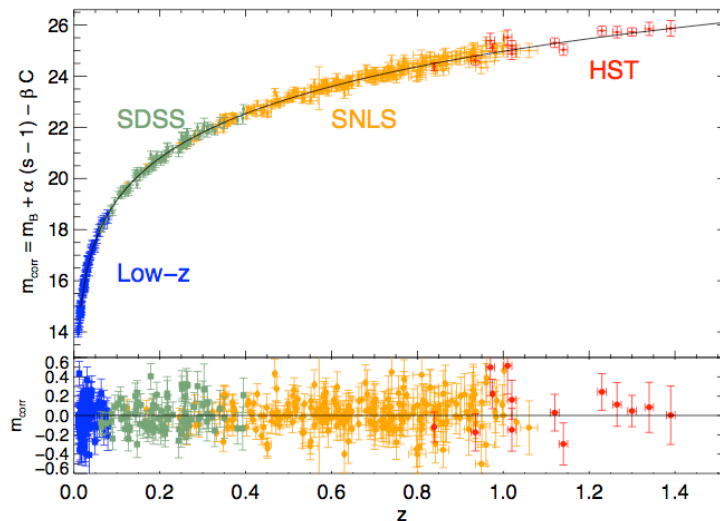


Figure P2

Diagramme de Hubble des supernovae détectées avec quatre programmes d'observation [455].

- **Le sondage BOSS**

L'un des défis du BAO est la faible amplitude du signal, nécessitant le sondage d'énormes volumes cosmiques afin d'obtenir une mesure de distance précise. Le sondage BOSS, planifié pour 5 ans entre 2009 et 2014, fait partie de cette nouvelle génération de relevés de galaxies, en se proposant de cartographier la distribution tridimensionnelle de 1.5 millions de galaxies rouges lumineuses (LRG) entre $0.2 < z < 0.8$ sur $10\,000 \text{ deg}^2$. De plus, BOSS sondera le milieu intergalactique (forêt Lyman-alpha) à travers la ligne de visée de 160 000 quasars situés entre $2.3 < z < 2.8$, innovant une nouvelle méthode de mesure des oscillations acoustiques à haut redshift. Une illustration du relevé de galaxies est donnée sur la Figure P3. BOSS exploite le télescope de 2.5 mètres de diamètre de la fondation Sloan situé à l'observatoire Apache Point au Nouveau Mexique (US).

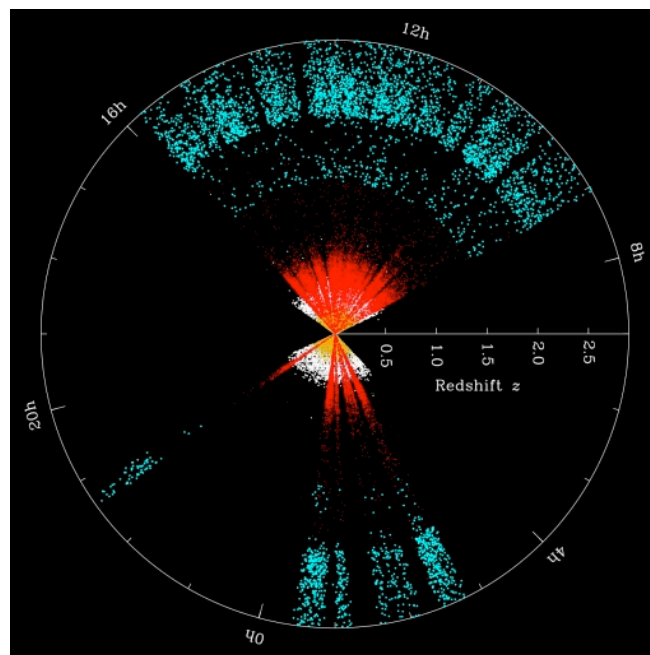


Figure P3

Représentation de la collection de galaxies rouge lumineuses relevées par SDSS-I (jaune), SDSS-II (blanc) et SDSS-III (rouge) jusqu'à un redshift $z \sim 0.8$, ainsi que la distribution des quasars (bleus) situés à des redshifts entre 2 et 3.

Le projet BOSS regroupe une large communauté internationale de scientifiques, dans laquelle les chercheurs français souhaitent jouer un rôle majeur sur la mesure des BAO dans les années à venir.

- **Perspectives pour le long terme**

A court terme, le but est de comprendre et d'assimiler l'analyse BAO dans le cadre de BOSS, afin de renforcer la participation française sur ce sujet.

A moyen terme, une proposition qui pourrait voir le jour est le projet eBOSS (extended-BOSS), qui se propose d'étendre les observations BOSS jusqu'à un redshift de $z=1.6$, en couvrant la région dépeuplée de la Figure P3. Ce programme devrait avoir lieu entre 2014 et 2017, et nous sommes une partie du CPPM à être cosignataire de ce projet. Les cibles de eBOSS seront prioritairement les ELGs et les quasars. Les ELGs ont la particularité d'avoir un continu faible, et la reconstruction du redshift se fait essentiellement sur les raies d'émission. En particulier le doublet [OII] peut être détecté au sol jusqu'à un redshift de 1.6 (le spectrographe de BOSS couvre le domaine $3\,600 \text{ \AA}$ à $10\,000 \text{ \AA}$). Les études menées sur

les simulations de spectres d'ELG et d'extraction de redshift nous permettent au CPPM d'anticiper ce futur sondage.

Pour l'horizon 2019, deux gros projets se mettent en place : la mission Euclid, qui constituera la prochaine étape spatiale des grands relevés spectroscopiques de galaxies, et qui a été sélectionnée en octobre 2011 par l'ESA, et le futur LSST (Large Synoptic Survey Telescope), qui sera constitué d'un miroir de 8 mètres permettant un relevé photométrique sur 20 000 deg² dans six bandes visibles. Le CPPM est impliqué sur des aspects techniques de ces deux projets, ce qui nous assure d'avoir un accès privilégié à ces deux sondages complémentaires. L'aspect science sera mené de front sur les analyses SNe et BAO en profitant de l'expérience acquise sur ces deux sondes, en particulier au niveau du contrôle des systématiques pour la combinaison de sondes nécessaire à l'extraction des paramètres cosmologiques pour la contrainte de la nature de l'énergie noire.

Annexe A

Le facteur de rejection et le potentiel de découverte

Dans le cas des télescopes à neutrinos, et en particulier pour la recherche de physique exotique, une des contraintes concerne le faible nombre d'événements traités, d'où la nécessité d'optimiser la figure de mérite dans le but d'obtenir par exemple la limite supérieure la plus contraignante possible ou d'augmenter le potentiel de découverte.

A.1 Calcul d'une limite

Au même titre qu'un intervalle de confiance est associé à une mesure, une limite supérieure est posée sur un flux attendu non détecté. Ainsi, soit $\Phi(E, \theta)$ un flux théorique issu d'une source, qui, après convolution de la réponse du détecteur et après certaines coupures de sélection, fournit un nombre de signal μ_S , et soit μ_B le nombre de bruit de fond attendu pour la même analyse. Après que l'expérience soit menée, un nombre d'événements n_{obs} est observé. Alors l'intervalle de confiance à un niveau de confiance $(1-\alpha)$ est, selon l'approche unifiée de Feldman-Cousins [458] basée sur la construction de Neyman:

$$\mu_{1-\alpha}(n_{\text{obs}}, \mu_B) = (\mu_1, \mu_2) \quad (\text{A.1})$$

où μ_1 et μ_2 sont les bornes de l'intervalle de confiance. Dans le cas où μ_1 vaut 0, alors μ_2 est une limite supérieure. Pour la suite, nous poserons par simplicité $(1-\alpha) = 90\%$. La limite supérieure sur le flux $\Phi(E, \theta)$ est alors donnée par le rapport :

$$\Phi(E, \theta)_{90\%} = \Phi(E, \theta) \frac{\mu_{90}(n_{\text{obs}}, \mu_B)}{\mu_S} \quad (\text{A.2})$$

Ainsi un modèle sera d'autant plus contraint que le rapport $\mu_{90}(n_{\text{obs}}, \mu_B)/\mu_S$ sera petit.

A.2 Limite moyenne et facteur de réjection

Dans le but d'optimiser la signification de l'observation, en général les critères de sélection d'une analyse sont basés sur l'optimisation du rapport signal sur bruit (ou $\mu_S/\sqrt{\mu_B}$). Mais lorsqu'on s'attend à ce qu'aucun signal ne soit détecté, alors une alternative séduisante est d'optimiser la limite qui sera obtenue après observation, en choisissant des critères de sélection qui minimiseront le rapport $\mu_{90}(n_{\text{obs}}, \mu_B)/\mu_S$. Cependant ce rapport dépend du nombre d'événements observés, qui n'est pas connu avant que les coupures soient définies. D'où l'introduction de la limite moyenne basée sur la répétition hypothétique d'un ensemble de mesures pour lesquelles le nombre d'événements observés suit une probabilité de Poisson de valeur moyenne μ_B , en absence de signal. En d'autres termes la limite supérieure moyenne s'écrit :

$$\bar{\mu}_{90}(\mu_B) = \sum_{n_{\text{obs}}=0}^{\infty} \mu_{90}(n_{\text{obs}}, \mu_B) \frac{(\mu_B)^{n_{\text{obs}}}}{(n_{\text{obs}})!} \exp(-\mu_B) \quad (\text{A.3})$$

La limite la plus contraignante sur un flux signal $\Phi(E, \theta)$ sera obtenue pour un jeu de coupures qui minimisera le facteur de réjection (MRF) défini par [459]:

$$\frac{\bar{\mu}_{90}}{\mu_S} \quad (\text{A.4})$$

et la limite moyenne sur le flux recherché s'écrira :

$$\bar{\Phi}(E, \theta)_{90} = \Phi(E, \theta) \frac{\bar{\mu}_{90}}{\mu_S} \quad (\text{A.5})$$

Cette limite moyenne, aussi appelée sensibilité attendue, ne dépend pas des données expérimentales mais uniquement des simulations Monte Carlo. Après que l'observation soit menée, la limite finale obtenue sera calculée à partir du nombre réel d'événements observés selon la relation (A.2). Notons enfin que la limite obtenue sur le flux ne dépend pas de la valeur initialement présumée dudit flux.

A.3 Potentiel de découverte

Enfin, pour la recherche de nouveaux phénomènes, comme c'est le cas ici pour les monopôles magnétiques, on peut s'intéresser au potentiel de faire une découverte [460][461]. Ceci est mené par un test d'hypothèse, où le but est de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse par défaut H_0 au profit éventuel d'une hypothèse alternative. Le cas d'école est de considérer l'hypothèse H_0 comme l'absence de signal, c'est-à-dire pour laquelle l'observable suit une distribution de loi de Poisson de valeur moyenne égale au bruit de fond attendu μ_B , et l'hypothèse alternative H_1 comme la présence de signal, où l'observable suit une distribution de valeur moyenne $(\mu_B + \mu_S)$, où μ_S est le signal du nouveau phénomène. Le niveau de signification du test est caractérisé par α , qui représente la probabilité de rejeter l'hypothèse H_0 alors qu'elle serait vraie³⁸. Par exemple, pour une découverte à 5σ , la valeur de α est $5.7 \cdot 10^{-7}$. Une découverte pourra être reportée si la p -value de l'observation, $P(\geq n_{obs} | \mu_B)$ vérifie la relation :

$$P(\geq n_{obs} | \mu_B) < \alpha \quad (\text{A.6})$$

On peut ainsi définir un nombre minimal d'événements observés nécessaires pour annoncer une découverte, le nombre critique n_{crit} , tel que $P(\geq n_{crit} | \mu_B) < \alpha$.

Si un signal est effectivement présent, alors une autre caractéristique fondamentale du test est la probabilité que la découverte soit faite, aussi appelée la puissance statistique du test $1-\beta$. Ce terme représente la probabilité que l'observable permette de clamer une découverte, en supposant l'hypothèse H_1 vraie³⁹. Dans ce cas la probabilité d'observer un nombre d'événements au moins égal à n_{crit} est :

$$1 - \beta = P(\geq n_{crit} | \mu_B + \mu_S) \quad (\text{A.7})$$

Pour une valeur donnée de $1-\beta$ (par exemple $1-\beta = 0.9$), cette égalité est vérifiée pour une valeur $\mu_S = \mu_{lds}$, où μ_{lds} est le *least detectable signal*. Le potentiel de découverte (MDP) est alors défini comme [461]:

$$\frac{\mu_{lds}}{\mu_S} \quad (\text{A.8})$$

Choisir des coupures de sélection pour minimiser le MDP revient à minimiser le flux du signal nécessaire pour obtenir une observation à un niveau de signification α avec une probabilité $1-\beta$. Pour de larges valeurs du bruit de fond, l'optimisation du MRF ou du MDP rejoint l'optimisation qui serait obtenue par $\mu_S / \sqrt{\mu_B}$.

³⁸ Cette erreur est appelée erreur de première espèce.

³⁹ L'erreur de seconde espèce consiste à accepter l'hypothèse H_0 dans un cas où H_1 serait vraie.

Après que l'observation eut lieu, l'hypothèse nulle H_0 sera rejetée, avec annonce d'une découverte, si la p -value de l'observation est inférieure à α . Dans le cas contraire, l'hypothèse H_0 ne pourra pas être rejetée. Rappelons aussi que la p -value représente la probabilité sous H_0 d'obtenir une valeur du test au moins aussi extrême que celle observée, et non la probabilité que H_0 soit vraie. Dans le cas où le nombre d'événements observés est exactement $n_{\text{crit}}-1$, c'est-à-dire le plus grand nombre d'événements observés ne permettant pas de clamer une découverte, alors la limite supérieure obtenue sera la limite de Neyman avec un niveau de confiance égal à $1-\beta$.

Enfin, il va de soi que pour que l'analyse soit non biaisée, il est requis que les valeurs de α et de β soient déterminées avant que l'expérience soit menée.

Annexe B

Le taux de trigger dans les données

Les études menées sur les taux de trigger à partir des simulations Monte Carlo peuvent être vérifiées en partie sur les données acquises par ANTARES. Une première possibilité est de changer les paramètres d'acquisition directement lors de la prise de données *on-line*, si le temps ainsi alloué est négligeable. Une seconde option consiste à utiliser les données brutes dédiées à l'étude des GRB, et qui correspondent à l'ensemble des hits de tous les photomultiplicateurs pendant deux minutes, sans sélection d'événements. Ces données sont donc idéales pour tester les performances des triggers, de façon *off-line*.

Ici est présentée une étude menée sur le trigger 1T2, qui permet de vérifier sur les données le facteur de gain d'efficacité entre les triggers 3N et 1T2 vis-à-vis des événements muons. Une étude complémentaire portant sur une évaluation de la valeur de la probabilité que la charge d'un photo-électron (pe) soit supérieure à 3 pe est également exposée.

B.1 Comparaison des taux de trigger muon de 1T2

Même à 2500 mètres de profondeur, les événements muons détectés par ANTARES sont largement dominés par les muons atmosphériques descendants. Les muons issus des neutrinos atmosphériques sont à peu près 100 000 fois moins nombreux (4 neutrinos par jour contre 4 muons par seconde). Donc les taux de trigger sont dominés par cette contribution, et une des vérifications que l'on peut faire sur les logiques de déclenchement est de comparer les rapports de leur taux de sélection.

B.1.1 Les données on-line

Prenons par exemple un run du 29 décembre 2009, pour lequel les triggers actifs étaient les logiques 3N+2T3+GC+1T2+TQ, et où la vitesse du courant étant de l'ordre de 4 cm/s et les taux moyens des photomultiplicateurs de l'ordre de 80 kHz. Pour ce run⁴⁰, les taux de trigger respectifs sont 3.5 Hz, 7.75 Hz, 20 Hz, 45 Hz, 25 Hz, 39 Hz, comme illustré sur la Figure B.1.

Comme le trigger 3N a un taux de fortuites négligeable, les 3.5 Hz correspondent au taux de muons atmosphériques sélectionnés. Le trigger 2T3 sélectionne à peu près deux fois plus de muons, tandis que le trigger TQ, qui a la même efficacité que le 2T3 (cf. Tableau 4.3), déclenche également sur 7 Hz de muons mais inclut 32 Hz de taux de fortuites issus de la bioluminescence. Enfin on s'attend à ce que le trigger 1T2, avec ses 25 Hz de taux de trigger, sélectionne de l'ordre de 12 Hz de muons et 13 Hz de taux de fortuits. Afin de vérifier cette dernière conjecture basée sur les simulations Monte Carlo, on peut remarquer à l'aide de la relation (4.8) que le taux de fortuites dans 1T2 est proportionnel à la fenêtre en temps T_3 (=100 ns), tandis que le taux de muons triggés dans 1T2 est proportionnel à celui du trigger 3N, soit [275]:

$$R_{1T2} = R_{1T2}^s + R_{1T2}^b = \alpha R_{3N} + \beta T_3 \quad (\text{B.1})$$

⁴⁰ Run 45487

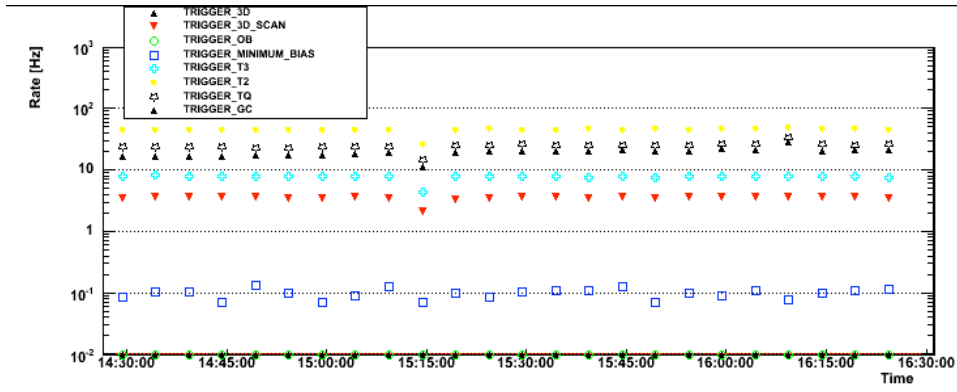


Figure B.1

Taux de trigger sur les données pour les différentes logiques de déclenchement, pendant le run 45487 du 29/12/2009.

Les deux paramètres α et β peuvent être déterminés à partir de deux runs d'acquisition pour lesquels la fenêtre de coïncidence T_3 a été modifiée, par exemple de 100 ns à 70 ns. J'ai organisé l'acquisition de ces deux runs consécutifs, dont les taux de trigger sont résumés dans le Tableau B.1. En combinant l'équation (4.24) pour ces deux runs d'acquisition, on obtient :

$$\alpha_1 = 4.26 \pm 0.13 \quad (\text{B.2})$$

Ainsi pour un taux de trigger 1T2 de 44 Hz, le taux de muons triggés est de 14.5 Hz, et le taux de fortuites dans ce cas précis de 30 Hz.

Tableau B.1

Impact de la fenêtre de coïncidence T_3 utilisée par le trigger 1T2 sur les taux de trigger on-line.

Run number	T_3 (ns)	T_1 (ns)	Taux du 3N (Hz)	Taux du 1T2 (Hz)
38 859	100	20	3.6 ± 0.1	56.9 ± 0.4
38 860	70	20	3.4 ± 0.1	43.6 ± 0.4

B.1.2 Les données GRB off-line

Le même exercice peut être mené sur les données GRB, et le choix s'est porté arbitrairement sur un fichier issu d'une alerte GRB du 13 janvier 2009, dont les paramètres sont résumés dans le Tableau B.2. On obtient :

$$\alpha_2 = 4.52 \pm 0.24 \quad (\text{B.3})$$

Les quantités α_1 et α_2 sont compatibles entre elles, mais légèrement plus élevées que celle calculée avec les simulations de muons atmosphériques (Tableau 4.3). Cet écart peut s'expliquer d'une part par la présence du bruit de fond dans les données (~ 50 kHz) et qui n'était pas simulé dans le Monte Carlo muons, et d'autre part par le fait que l'efficacité extraite du MC était normalisée aux événements à 6 hits sur 2 lignes, ce qui ne peut être appliqué aux données.

Tableau B.2

Impact de la fenêtre de coïncidence T_3 utilisée par le trigger 1T2 sur les taux de trigger off-line.

Run number	T_3 (ns)	T_1 (ns)	Taux du 3N (Hz)	Taux du 1T2 (Hz)
38 478	100	20	3.5 ± 0.2	53.0 ± 0.7
38 478	70	20	3.5 ± 0.2	41.8 ± 0.6

B.2 Détermination de la probabilité P_A

Le deuxième aspect de l'étude consistait à regarder l'impact de la fenêtre de coïncidence T_1 (=20 ns) de la définition des hits L1 sur les taux de triggers, avec l'idée sous-jacente de réduire l'ensemble des taux de fortuites des logiques T2 et T3 ; en effet, le terme T_1 intervient à une puissance double que le terme T_3 dans le calcul des combinaisons des événements accidentels.

L'exercice a donc été mené sur les données de façon *on-line* et *off-line*, mais je me limiterai ici à ne montrer que les résultats issus des données GRB (les deux méthodes donnent des résultats compatibles), et qui sont résumés dans le Tableau B.3. La première constatation est que le taux du trigger 3N diminue avec la taille de la fenêtre de coïncidence T_1 . Comme la logique 3N ne contient pas de faux événements fortuits, cela signifie que des événements muons sont perdus, probablement possédant des hits diffusés détectés plus en retard. Ceci valide le choix des 20 ns pour la durée T_1 , et implique qu'il n'est pas envisageable à terme de la diminuer.

Tableau B.3

Impact de la fenêtre de coïncidence T_1 sur les taux de trigger *off-line*.

Run number	T_3 (ns)	T_1 (ns)	Taux du 3N (Hz)	Taux du 1T2 (Hz)
38 478	70	20	3.5 ± 0.2	41.8 ± 0.6
38 478	70	18	3.4 ± 0.2	39.6 ± 0.6
38 478	70	16	3.3 ± 0.2	37.3 ± 0.6
38 478	70	14	3.2 ± 0.2	34.9 ± 0.6
38 478	70	12	2.9 ± 0.2	32.6 ± 0.5
38 478	70	10	2.7 ± 0.2	30.6 ± 0.5

Néanmoins nous allons montrer qu'il est possible avec ce test d'en déduire une autre quantité, qui correspond à la probabilité qu'un hit de 1 pe soit détecté à 3 pe, et donc qu'il contribue à la fraction des larges hits dans la définition des hits L1. En explicitant l'éq. (4.6), et avec les notations introduites dans le §4.2.1, on peut exprimer le taux d'événements accidentels au niveau L1 par étage comme :

$$R_1 = 6R_0^2 T_1 + 3R_0 P_A \quad (\text{B.4})$$

Le taux de déclenchement du trigger 1T2 peut donc s'écrire selon l'éq. (4.24) comme:

$$R_{1T2} = R_{1T2}^s + R_{1T2}^b \approx \alpha R_{3N} + 2N_{\text{étage}} (6R_0^2 T_1 + 3R_0 P_A)^2 T_3 \quad (\text{B.5})$$

Comme le taux de trigger 3N dépend de la durée T_1 , il est possible d'exprimer R_{3N} en première approximation comme une combinaison linéaire de T_1 dont les paramètres sont issus de la régression linéaire montrée sur la Figure B.2 [275]:

$$R_{3N} = 0.07 T_1 + 2.1 \text{ Hz} \quad (\text{B.6})$$

En utilisant le nombre d'étages effectifs du run, $N_{\text{étage}} = 244$, et en supposant que le rapport d'efficacité α est constant quelque soit la valeur de T_1 , alors on peut ajuster la relation (B.5) sur les taux de trigger du Tableau B.3, comme illustré sur la Figure B.2, et on obtient :

$$R_0 = 49.6 \pm 2.1 \text{ kHz} \quad (\text{B.7})$$

et

$$P_A = 0.0039 \pm 0.0003 \quad (\text{B.8})$$

Le taux de comptage individuel R_0 est parfaitement compatible avec celui calculé directement sur les données $\langle R_0 \rangle = 50.1 \text{ kHz}$. La valeur de P_A diffère cependant d'un ordre de grandeur avec celle prise par défaut pour le calcul des combinaisons, où $P_A = 0.0003$, ce qui signifie que la proportion des larges hits a été sous-estimée dans la section §4.2.1. Ce résultat peut être vérifié avec une analyse indépendante menée par les personnes responsables de la

calibration en charge à l'APC. Cette dernière méthode consiste, après correction du cross-talk, à calculer le pourcentage de hits dont l'amplitude est supérieure à 3 pe, comme illustré sur la Figure B.3, tel que [276]:

$$P_A = \frac{207791}{5.138707 \times 10^7} = 0.0040 \pm 0(10^{-5}) \quad (\text{B.9})$$

Notons que cette étude a été menée grâce à la propriété du trigger 1T2 d'être sensible à la calibration en charge des ARS.

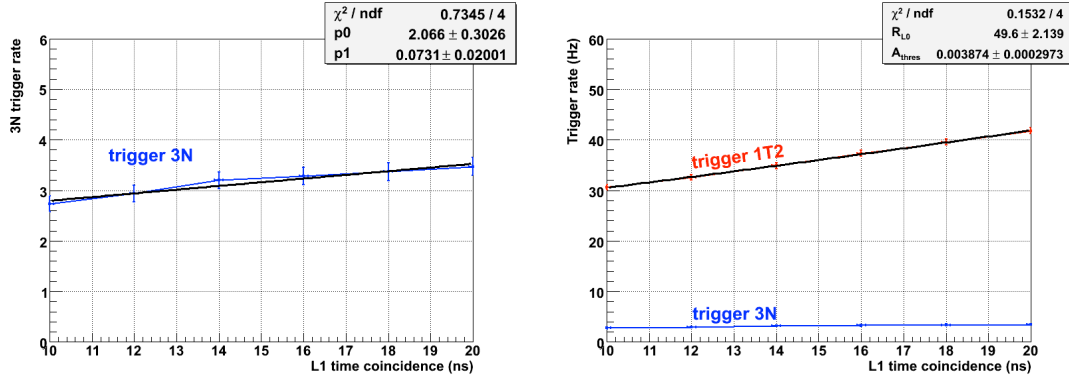


Figure B.2

Taux des triggers 3N (gauche) et 1T2 (droite) en fonction de la valeur de la durée de la fenêtre de coincidence $T1$.

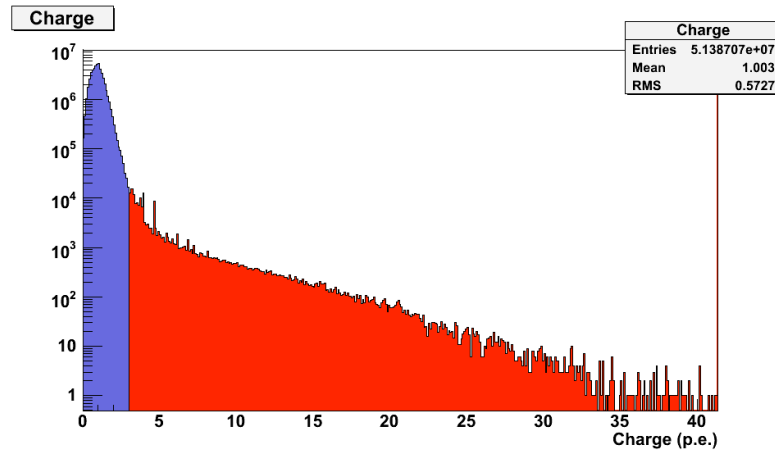


Figure B.3

Distribution de la charge des hits pour le numéro de run 38478.

Bibliographie

- [1] V. F. Hess, *Observations of the penetrating radiation on seven balloon flights*, Phys. Z. **13** (1912) 1084.
- [2] T. Wibig & A.W. Wolfendale, *At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate?*, arXiv:astro-ph/0410624 (2004)
- [3] D. Allard, E. Parizot, & A.V. Olinto, *On the transition from Galactic to extragalactic cosmic-rays: spectral and composition features from two opposite scenarios*, Astropart. Phys. **27** (2007) 61.
- [4] V. Berezhinsky, A. Gazizov & S. Grigorieva, *On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays*, Phys. Rev. D **74** (2006) 043005.
- [5] M. Lemoine, *Extra-galactic magnetic fields and the second knee in the cosmic-ray spectrum*, Phys. Rev. D **71** (2005) 083007.
- [6] K. Greisen, *End to the Cosmic-Ray Spectrum?*, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
- [7] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*, JETP Lett. **4** (1966) 78.
- [8] M. Takeda *et al.*, *Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum Beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1163.
- [9] R.U. Abbasi *et al.* (HiRes Coll.), *Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 151101.
- [10] J. Abraham *et al.* (Auger Coll.), *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 061101.
- [11] <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>
- [12] D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet, *On the ultra-high energy cosmic ray horizon*, JCAP **11** (2006) 12.
- [13] J. Abraham *et al.* (Auger Coll.), *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects*, Science **318** (2007) 938.
- [14] P. Abreu *et al.* (Auger Coll.), *Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter*, Astropart. Phys. **34** (2010) 314.
- [15] R.U. Abbasi *et al.* (HiRes Coll.), *Search for correlations between HiRes stereo events and active galactic nuclei*, Astropart. Phys. **30** (2008) 175.
- [16] R.U. Abbasi *et al.* (HiRes Coll.), *Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 161101.
- [17] J. Abraham *et al.* (Auger Coll.), *Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 091101.
- [18] K. Koyama *et al.*, *Discovery of Non Thermal X-Rays from the Northwest Shell of the New SNR RX J1713.7-3946: The Second SN1006 ?*, Publ. Astron. Soc. Japan **49** (1997) L7.
- [19] H. Muraishi *et al.*, *Evidence for TeV γ -rays from SNR RX J1713.7-3946*, Astron. Astrophys. **354** (2000) 57.
- [20] F.A. Aharonian *et al.* (HESS Coll.), *A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with H.E.S.S.*, Astron. Astrophys. **449** (2006) 223.

- [21] T. Tanaka *et al.*, *Study of nonthermal emission from SNR RX J1713.7–3946 with SUZAKU*, *Astrophys. J.* **685** (2008) 988.
- [22] E.G. Berezhko & H.J. Völk, *Hadronic versus leptonic origin of the gamma-ray emission from Supernova Remnant RX J1713.7–3946*, *Astron. Astrophys.* **492** (2008) 695.
- [23] A. Abdo *et al.* (Fermi LAT Coll.), *Observations of the young supernova remnant RX J1713.7–3946 with the Fermi Large Area Telescope*, *Astrophys. J.* **734** (2011) 28.
- [24] D.C. Ellison, D.J. Patnaude, P. Slane & J. Raymond, *Efficient Cosmic Ray Acceleration, Hydrodynamics, and Self-Consistent Thermal X-Ray Emission Applied to Supernova Remnant RX J1713.7–3946*, *Astrophys. J.* **712** (2010) 287.
- [25] E. Thrane *et al.* (Super-Kamiokande Coll.), *Search for Astrophysical Neutrino Point Sources at Super-Kamiokande*, *Astrophys. J.* **704** (2009) 503.
- [26] M. Camenzind & A. Boucher, *Les noyaux actifs de galaxies (galaxies de Seyfert, QSO, Quasars, Lacertides et radiogalaxies)*, Springer Verlag France (1997).
- [27] C.M. Urry & P. Padovani, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **107** (1995) 803.
- [28] A. Abdo *et al.* (Fermi LAT Coll.), *Fermi observations of TeV-selected AGN*, *Astrophys. J.* **707** (2009) 1310.
- [29] H. Katarzynski *et al.*, *Correlation between the TeV and X-ray emission in high-energy peaked BL Lac objects*, *Astron. Astrophys.* **433** (2005) 479.
- [30] K. Mannheim & P.L. Biermann, *Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet*, *Astron. Astrophys.* **253** (1992) L21.
- [31] A. Dar & A. Laor, *Hadronic Production of TeV gamma-ray flares from blazars*, *Astrophys. J. Lett.* **478** (1997) L5.
- [32] A. Mücke *et al.*, *BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model*, *Astropart. Phys.* **18** (2003) 593.
- [33] F. Aharonian *et al.* (HESS Coll.), *Multi-wavelength observations of PKS 2155–304 with HESS*, *Astron. Astrophys.* **442** (2005) 895.
- [34] H. Krawczynski *et al.*, *Multiwavelength observations of strong flares from the TeV blazar IES 1959+650*, *Astrophys. J.* **601** (2004) 151.
- [35] M. Böttcher, *A hadronic synchrotron mirror model for the "Orphan" TeV flare in IES 1959+650*, *Astrophys. J.* **621** (2005) 176.
- [36] G.E. Romero & D.F. Torres, *Signatures of hadronic cosmic rays in starbursts? High-energy photons and neutrinos from NGC253*, *Astrophys. J.* **586** (2003) L33.
- [37] A. Loeb & E. Waxman, *The cumulative background of high-energy neutrinos from starburst galaxies*, *J. Cosm. and Astr. Phys.* **0605** (2006) 3.
- [38] F. Acero *et al.* (HESS Coll.), *Detection of gamma rays from a starburst galaxy*, *Science* **326** (2009) 1080.
- [39] V. Bosch-Ramon, *Theoretical overview on high-energy emission in microquasars*, *Astrophys. Space Sci.* **309** (2007) 321.
- [40] I.F. Mirabel & L.F. Rodríguez, *Microquasars in our Galaxy*, *Nature* **392** (1998) 673.
- [41] F. Aharonian *et al.* (HESS Coll.), *Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary*, *Science* **309** (2005) 746.
- [42] J. Albert *et al.* (MAGIC Coll.), *Variable Very-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LSI +61 303*, *Science* **312** (2006) 1771.
- [43] A. Levinson & E. Waxman, *Probing microquasars with TeV neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 171101.
- [44] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman & A. Levinson, *Neutrino flux predictions for known galactic microquasars*, *Astrophys. J.* **575** (2002) 378.

- [45] G.E. Romero, D.F. Torres, M.M. Kaufman Bernado & I.F. Mirabel, *Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars*, Astron. Astrophys. **410** (2003) L1.
- [46] M. Orellana & G.E. Romero, *High-energy gamma-ray emission from the inner jet of LS I +61 303: the hadronic contribution revisited*, Astrophys. Space Sci. **309** (2007) 333.
- [47] F.A. Aharonian, L. Anchordoqui, D. Khangulyan & T. Montaruli, *Microquasar LS 5039: A TeV gamma-ray emitter and a potential TeV neutrino source*, J. Phys. Conf. Ser. **39** (2006) 408.
- [48] D.F. Torres & F. Halzen, *LS I +61 303 as a potential neutrino source on the light of MAGIC results*, Astropart. Phys. **27** (2007) 500.
- [49] S. Aiello *et al.* (NEMO Coll.), *Sensitivity of an underwater Cerenkov km3 telescope to TeV neutrinos from galactic microquasars*, Astropart. Phys. **28** (2007) 1.
- [50] G. Pagliaroli, M.L. Costantini & F. Vissani, *Analysis of neutrino signals from SN1987A*, IFAE 2007 Proceedings. Edited by G. Carlino, G. D'Ambrosio, L. Merola, P. Paolucci & G. Ricciardi (2008) 326 pp. 225-230, arXiv:0804.4598 [astro-ph]
- [51] K. Hirata *et al.* (Kamiokande-II Coll.), *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490.
- [52] R.M. Bionta *et al.* (IMB Coll.), *Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN1987A in the Large Magellanic Cloud*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1494.
- [53] E.N. Alekseev, L.N. Alekseeva, I.V. Krivosheina & V.I. Volchenko, *Detection of the neutrino signal from SN1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope*, Phys. Lett. B **205** (1988) 209.
- [54] Y. Becherini, G. Ramadori & M. Spurio, *Detection on electron antineutrino from Supernovae with ANTARES*, Internal note ANTARES-PHYS-2002-002 (2002)
- [55] E. Waxman & A. Loeb, *TeV neutrinos and GeV photons from shock breakout in supernovae*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071101.
- [56] V.L. Ginzburg & S.I. Syrovatsky, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, Moscow (1964)
- [57] F.A. Aharonian *et al.* (H.E.S.S. Coll.), *High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant*, Nature **432** (2004) 75.
- [58] F.A. Aharonian *et al.* (H.E.S.S. Coll.), *Detection of TeV γ -ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0–4622 with H.E.S.S.*, Astron. Astrophys. **437** (2005) L7.
- [59] G. Morlino & D. Caprioli, *Strong evidence for hadron acceleration in Tycho's supernova remnant*, Astron. Astrophys. **538** (2012) A81.
- [60] M.L. Costantini & F. Vissani, *Expected neutrino signal from supernova remnant RX J1713.7–3946 and flavor oscillations*, Astropart. Phys. **23** (2005) 477.
- [61] E.G. Berezhko, G. Pühlhofer & H.J. Völk, *Theory of cosmic ray and γ -ray production in the supernova remnant RX J0852.0–4622*, Astron. Astrophys. **505** (2009) 641.
- [62] D. Guetta & E. Amato, *Neutrino flux predictions for galactic plerions*, Astropart. Phys. **19** (2003) 403.
- [63] W. Bednarek, *Neutrinos from the pulsar wind nebulae*, Astron. Astrophys. **407** (2003) 1.
- [64] D. Horns *et al.*, *Nucleonic gamma-ray production in Vela X*, Astron. Astrophys. **451** (2006) L51.
- [65] M. Tavani *et al.*, *Direct evidence for hadronic Cosmic-Ray acceleration in the supernova remnant IC 443*, Astrophys. J. Lett. **710** (2010) L151.
- [66] H. Li, Y. Chen & L. Zhang, *Lepto-hadronic origin of γ -rays from the G54.1+0.3 Pulsar Wind Nebula*, MNRAS Lett. **408** (2010) 80.
- [67] G. Ferrand *et al.*, *3D simulations of supernova remnants evolution including non-linear particle acceleration*, Astron. Astrophys. **509** (2010) L10.
- [68] S. Mereghetti, *The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars*, Astron. Astrophys. Rev. **15** (2008) 225.

- [69] P.S. Ray & P.M. Saz Parkinson, *Pulsar results with the Fermi Large Area Telescope*, to appear in Proceedings of ICREA Workshop on The High-Energy Emission from Pulsars and their Systems, Sant Cugat, Spain, 2010 April 12-16 (Springer), arXiv:1007.2183 [astro-ph.HE]
- [70] F.A. Aharonian *et al.* (HESS Coll.), Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS, *Astron. Astrophys.* **442** (2005) 1.
- [71] W. Bednarek, *Production of neutrons, neutrinos and gamma-rays by a very fast pulsar in the Galactic Center region*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** (2002) 483.
- [72] B. Zhang, Z.G. Dai, P. Mészáros, E. Waxman & A. K. Harding, *High-energy neutrinos from magnetars*, *Astrophys. J.* **595** (2003) 346.
- [73] B. Link & F. Burgio, *TeV μ neutrinos from young neutron stars*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 181101.
- [74] W. Bednarek, *Extragalactic neutrino background from very young pulsars surrounded by supernova envelopes*, *Astron. Astrophys.* **378** (2001) L49.
- [75] G. Dobler *et al.*, *The Fermi Haze: A Gamma-ray Counterpart to the Microwave Haze*, *Astrophys. J.* 717 (2010) 825.
- [76] M. Su, T.R. Slatyer & D.P. Finkbeiner, *Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: AGN Activity or Bipolar Galactic Wind?*, *Astrophys. J.* **724** (2010) 1044.
- [77] R.M. Crocker & F. Aharonian, *Fermi Bubbles: Giant, Multibillion-Year-Old Reservoirs of Galactic Center Cosmic Rays*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 101102.
- [78] E. Waxman & J. Bahcall, *High Energy Neutrinos from Astrophysical Sources: An Upper Bound*, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 023002.
- [79] K. Mannheim, R.J. Protheroe & J.P. Rachen, *On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*, *Phys. Rev. D* **63** (2001) 023003.
- [80] K. Kotera *et al.*, *Propagation of Ultrahigh Energy Nuclei in Clusters of Galaxies: Resulting Composition and Secondary Emissions*, *Astrophys. J.* **707** (2009) 370.
- [81] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *Search for a diffuse flux of high-energy $\nu\mu$ with the ANTARES neutrino telescope*, *Phys. Lett. B* **696** (2011) 16.
- [82] A. Achterberg *et al.* (IceCube Coll.), *Multi-year search for a diffuse flux of muon neutrinos with AMANDA-II*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 042008., Erratum *D* **77** (2008) 089904.
- [83] A.V. Avrorin *et al.* (Baikal Coll.), *Search for high-energy neutrinos in the Baikal neutrino experiment*, *Astron. Letters* **35** (2009) 651.
- [84] M. Ambrosio *et al.* (MACRO Coll.), *Search for diffuse neutrino flux from astrophysical sources with MACRO*, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 1.
- [85] W. Rhode *et al.* (Frejus Coll.), *Limits on the flux of very high energy neutrinos with the Frejus detector*, *Astropart. Phys.* **4** (1996) 217.
- [86] T. Kashti & E. Waxman, *Flavoring Astrophysical Neutrinos: Flavor Ratios Depend on Energy*, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 181101.
- [87] A.A. Penzias & R.W. Wilson, *A Measurement Of Excess Antenna Temperature At 4080 Mc/s*, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419.
- [88] V.S. Berezinsky & G.T. Zatsepin, *Cosmic rays at ultra high energies (neutrino?)*, *Phys. Lett. B* **28** (1969) 423.
- [89] T. Stanev, D. de Marco, M.A. Malkan & F.W. Stecker, *Cosmogenic neutrinos from cosmic ray interactions with extragalactic infrared photons*, *Phys. Rev. D* **73** (2005) 043003.
- [90] K. Kotera, D. Allard & A.V. Olinto, *Cosmogenic Neutrinos: parameter space and detectability from PeV to ZeV*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **1010** (2010) 013.
- [91] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, *Helvetica Physica Acta* **6** (1933) 110.

- [92] V. Rubin, W. K. Ford, Jr. & N. Thonnard, *Rotational Properties of 21 Sc Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii from NGC 4605 ($R=4kpc$) to UGC 2885 ($R=122kpc$)*, *Astrophys. J.* **238** (1980) 471.
- [93] A. Refregier, *Weak gravitational lensing by large scale structure*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **41** (2003) 645.
- [94] A.D. Lewis, D.A. Buote & J.T. Stocke, *Chandra Observations of Abell 2029: The Dark Matter Profile at $< 0.01R_{vir}$ in an Unusually Relaxed Cluster*, *Astrophys. J.* **586** (2003) 135.
- [95] D. Clowe *et al.*, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, *Astrophys. J.* **648** (2006) L109.
- [96] A.G. Riess *et al.*, *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant*, *Astron. J.* **116** (1998) 1009.
- [97] S. Perlmutter *et al.*, *Measurement of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae*, *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- [98] E. Komatsu *et al.*, *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation*, *Astrophys. J. Suppl.* **192** (2011) 18.
- [99] M.A. Milgrom, *Modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies*, *Astrophys. J.* **270** (1983) 371.
- [100] J.D. Bekenstein, *Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm*, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 083509.
- [101] G. Dvali, G. Gabadadze & M. Porrati, *4D gravity on a brane in 5D Minkowski space*, *Phys. Lett. B* **485** (2000) 208.
- [102] A.B. Lahanas, *LSP as a Candidate for Dark Matter*, *Lect. Notes Phys.* **720** (2007) 35.
- [103] G. Servant, T.M.P. Tait, *Is the Lightest Kaluza-Klein Particle a Viable Dark Matter Candidate?*, *Nucl. Phys. B* **650** (2003) 391.
- [104] G. Lambard, *Détection indirecte de matière noire à l'aide du télescope à neutrinos Antares*, PhD thesis, (2008), Université de la Méditerranée- Aix Marseille II, Marseille, France
- [105] H.J. de Vega & N.G. Sanchez, *Warm dark matter in the galaxies: theoretical and observational progresses. Highlights and conclusions of the chalonge meudon workshop*, (2011) arXiv:1109.3187 [astro-ph.CO]
- [106] S. Dodelson & L. M. Widrow, *Sterile neutrinos as dark matter*, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 17.
- [107] F. Bezrukov, H. Hettmansperger & M. Lindner, *keV sterile neutrino dark matter in gauge extensions of the standard model*, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 085032.
- [108] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *J. Exptl. Theoret. Phys.* **33** (1957) 549. [Engl. Transl. *Sov. Phys.-JETP* **6** (1958) 429.]
- [109] Z. Maki, M. Nakagawa & S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Progress of Theoretical Physics* **28** (1962) 870.
- [110] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Coll.), *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.
- [111] B.T. Cleveland *et al.*, *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*, *Astrophys. J.* **496** (1998) 505.
- [112] Y. Fukuda *et al.* (Kamiokande Coll.), *Solar neutrino data covering solar cycle 22*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1683.
- [113] W. Hampel *et al.* (GALLEX Coll.), *GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV*, *Phys. Lett. B* **447** (1999) 127.
- [114] J.N. Abdurashitov *et al.* (SAGE Coll.), *Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle*, *J. Exp. Theor. Phys.* **95** (2002) 181., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **122** (2002) 211.

- [115] S.N. Ahmed *et al.* (SNO Coll.), *Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 181301.; B. Aharmim *et al.* (SNO Coll.), *An independent measurement of the total active B-8 solar neutrino flux using an array of He-3 proportional counters at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 111301.
- [116] J. Hosaka *et al.* (Super-Kamiokande Coll.), *Solar neutrino measurements in super-Kamiokande-I*, Phys. Rev. D **73** (2006) 112001.
- [117] J. Hosaka *et al.* (Super-Kamiokande Coll.), *Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande*, Phys. Rev. D **74** (2006) 032002.
- [118] M. Ambrosio *et al.* (MACRO Coll.), *Atmospheric neutrino oscillations from upward throughgoing muon multiple scattering in MACRO*, Phys. Lett. B **566** (2003) 35.
- [119] W.W.M. Allison *et al.* (Soudan-2 Coll.), *Neutrino oscillation effects in Soudan 2 upward-stopping muons*, Phys. Rev. D **72** (2005) 052005.
- [120] M. Apollonio *et al.* (CHOOZ Coll.), *Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 331.
- [121] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Coll.), *First results from KamLAND: evidence for reactor anti-neutrino disappearance*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802.
- [122] M.H. Ahn *et al.* (K2K Coll.), *Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment*, Phys. Rev. D **74** (2006) 072003.
- [123] D.G. Michael *et al.* (MINOS Coll.), *Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 191801.
- [124] M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni & J. Salvado, *Updated global fit to three neutrino mixing: status of the hints of $\theta_{13} > 0$* , JHEP **1004** (2010) 56.
- [125] E. Fernandez-Martinez, G. Giordano, O. Mena & I. Mocioiu, *Atmospheric neutrinos in ice and measurement of neutrino oscillation parameters*, Phys. Rev. D **82** (2010) 093011.
- [126] A. Aguilar *et al.* (LSND Coll.), *Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam*, Phys. Rev. D **64** (2001) 112007.
- [127] A.A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Coll.), *Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 181801.
- [128] T.A. Mueller *et al.*, *Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra*, Phys. Rev. C **83** (2011) 054615.
- [129] G. Mention *et al.*, *The Reactor Antineutrino Anomaly*, Phys. Rev. D **83** (2011) 073006.
- [130] J. Barry, W. Rodejohann & H. Zhang, *Sterile Neutrinos for Warm Dark Matter and the Reactor Anomaly in Flavor Symmetry Models*, JCAP **01** (2012) 052.
- [131] V. Barger, Y. Gao & D. Marfatia, *Is there evidence for sterile neutrinos in IceCube data?*, Phys. Rev. D **85** (2012) 011302.
- [132] G. Pavallas & N. Picot Clemente, *Search for Exotic Physics with the ANTARES Detector*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, arXiv:0908.0860 (2009)
- [133] E. Farhi & R.L. Jaffe, *Strange matter*, Phys. Rev. D **30** (1984) 2379.
- [134] E. Witten, *Cosmic separation of phases*, Phys. Rev. D **30** (1984) 272.
- [135] J. Madsen, *Strangelet propagation and cosmic ray flux*, Phys. Rev. D **71** (2005) 014026.
- [136] A. De Rújula & S.L. Glashow, *Nuclearites—a novel form of cosmic radiation*, Nature **312** (1984) 734.
- [137] G. Pavallas, *Search for nuclearites with the ANTARES detector*, AIP Conf. Proc. **1304** (2010) 454.
- [138] M.A. Markov & I.M. Zheleznykh, *On high energy neutrino physics in cosmic rays*, Nucl. Phys. **27** (1961) 385.

- [139] J.G. Learned & S. Pakvasa, *Detecting Nutau Oscillations at PeV Energies*, *Astropart. Phys.* **3** (1995) 267.
- [140] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno & I. Sarcevic, *Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions*, *Astropart. Phys.* **5** (1996) 81.
- [141] T.K. Gaisser, F. Halzen & T. Stanev, *Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos*, *Phys. Rep.* **258** (1995) 173.
- [142] G.A. Askaryan, Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission, *JETP* **14** (1962) 441.
- [143] I. Kravchenko *et al.* (RICE Coll.), *Updated results from the RICE experiment and future prospects for ultra-high energy neutrino detection at the south pole*, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 062004.
- [144] P.W. Gorham *et al.* (ANITA Coll.), *Observational Constraints on the Ultra-high Energy Cosmic Neutrino Flux from the Second Flight of the ANITA Experiment*, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 022004., erratum arXiv:1011.5004 [astro-ph.HE] (2011)
- [145] A. Horneffer *et al.*, *Cosmic ray and neutrino measurements with LOFAR*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **617** (2010) 482.
- [146] G.A. Askariyan, *Sov. J. At. Energy* **3** (1957) 921.
- [147] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *AMADEUS - The Acoustic Neutrino Detection Test System of the ANTARES Deep-Sea Neutrino Telescope*, *Nucl. Instr. Meth. A* **626-627** (2011) 128.
- [148] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *Background studies for acoustic neutrino detection at the South Pole*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 312.
- [149] R. Enberg, M.H. Reno & I. Sarcevic, *Prompt neutrino fluxes from atmospheric charm*, *Phys. Rev. D* **78** (2008) 043005.
- [150] A. Roberts, The birth of high-energy neutrino astronomy: A personal history of the DUMAND project, *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 259.
- [151] J. Babson *et al.* (DUMAND Coll.), *Cosmic-ray Muons in the Deep Ocean*, *Phys. Rev D* **42** (1990) 3613.
- [152] I. Belolaptikov *et al.* (Baikal Coll.), *The Baikal Underwater Neutrino Telescope: Design, Performance and First Results*, *Astropart. Phys.* **7** (1997) 263.
- [153] V. Aynutdinov *et al.* (Baikal Coll.), *The BAIKAL Neutrino Experiment: From NT200 to NT200+*, *Nucl. Instr. Meth. A* **567** (2006) 433.
- [154] A. Avrorin *et al.* (Baikal Coll.), *The Baikal neutrino telescope-Results and plans*, *Nucl. Instr. Meth. A* **630** (2011) 115.
- [155] V. Aynutdinov *et al.* (Baikal Coll.), *Search for relativistic magnetic monopoles with the Baikal neutrino telescope*, *Astropart. Phys.* **29** (2008) 366.
- [156] E. Andres *et al.* (AMANDA Coll.), *The AMANDA neutrino telescope: Principle of operation and first results*, *Astropart. Phys.* **13** (2000) 1.
- [157] J. Ahrens *et al.* (IceCube Coll.), *Sensitivity of the IceCube Detector to Astrophysical Sources of High Energy Muon Neutrinos*, *Astropart. Phys.* **20** (2004) 507.
- [158] T. Stanev, *Status, performance, and first results of the IceTop array*. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **196** (2009) 159.
- [159] C. Wiebusch, *Physics Capabilities of the IceCube DeepCore Detector*, Proc. to the 31st International Cosmic Ray Conference, Łódź, Poland (2009) arXiv:0907.2263 [astro-ph.IM]
- [160] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *Time-Integrated Searches for Point-like Sources of Neutrinos with the 40-String IceCube Detector*, *Astrophys. J.* **732** (2011) 18.
- [161] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *Limits on Neutrino Emission from Gamma-Ray Bursts with the 40 String IceCube Detector*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 141101.

- [162] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *A Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube 40-String Detector*, Phys. Rev. D **84** (2011) 082001.
- [163] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *Constraints on the Extremely-high Energy Cosmic Neutrino Flux with the IceCube 2008-2009 Data*, Phys. Rev. D **83** (2011) 092003.
- [164] G. Aggouras *et al.* (NESTOR Coll.), *Operation and performance of the NESTOR test detector*, Nucl. Instr. Meth. A **552** (2005) 420.
- [165] M. Taiuti *et al.* (NEMO Coll.), *The NEMO project: A status report*, Nucl. Instrum. Meth. A **626-627** (2011) S25.
- [166] KM3NeT Conceptual Design Report, <http://www.km3net.org/CDR/CDR-KM3NeT.pdf>
- [167] KM3NeT Technical Design Report, <http://www.km3net.org/TDR/KM3NeT-TDR.pdf>
- [168] P. Amram *et al.* (ANTARES Coll.), *The ANTARES Optical Module*, Nucl. Instr. Meth. A **484** (2002) 369.
- [169] D. Bailey, *Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter*, PhD thesis, University of Oxford, UK (2002)
- [170] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari & T. Stanev, *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*, Phys. Rev. D **53** (1996) 1314.
- [171] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Montaruli & P.R. Sala, *The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation*, Astropart. Phys. **19** (2003) 269.
- [172] M. Honda, T. Kajita, S. Midorikawa & K. Kasahara, *Calculation of the flux of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. D **52** (1995) 4985.
- [173] C.G.S. Costa, *The prompt lepton cookbook*, Astropart. Phys. **16** (2001) 193.
- [174] A. Kappes, J. Hinton, C. Stegmann & F.A. Aharonian, *Potential Neutrino Signals from Galactic Gamma-Ray Sources*, Astrophys. J. **656** (2007) 870.
- [175] P. Antonioli *et al.*, *A three-dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC*, Astropart. Phys. **7** (1997) 357.
- [176] S. Navas & L. Thompson, *KM3 User Guide and Reference Manual ANTARES*, Internal note ANTARES-SOFT-1999-011 (1999)
- [177] D. Heck *et al.*, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, Rapport FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
- [178] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *The Nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers*, Phys. At. Nucl. **56** (1993) 346.
- [179] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari & T. Stanev, *Sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*, Phys. Rev. D **50** (1994) 5710.
- [180] J.R. Horandel, *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*, Astropart. Phys. **19** (2003) 193.
- [181] E.V. Bugaev *et al.*, *Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater*, Phys. Rev. D **58** (1998) 05401.
- [182] G. Carminati, M. Bazzotti, A. Margiotta & M. Spurio, *Atmospheric MUons from Parametric formulas: a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE)*, Comput. Phys. Commun. **179** (2008) 915.
- [183] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *Zenith distribution and flux of atmospheric muons measured with the 5-line ANTARES detector*, Astropart. Phys. **34** (2010) 179.
- [184] E. Andres *et al.*, (AMANDA Coll.), *The AMANDA neutrino telescope: Principle of operation and first results*, Astropart. Phys. **13** (2000) 1.
- [185] P. Desiati for AMANDA Coll., Proc. of the 28th ICRC, Tsukuba 2003
- [186] I. A. Belolaptikov *et al.*, (Baikal Coll.), *The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance and first results*, Astropart. Phys. **7** (1997) 263.

- [187] J. Babson *et al.*, (DUMAND Coll.), *Cosmic Ray Muons In The Deep Ocean*, Phys. Rev. D **42** (1990) 41.
- [188] G. Aggouras *et al.*, (NESTOR Coll.), *A measurement of the cosmic-ray muon flux with a module of the NESTOR neutrino telescope*, Astropart. Phys. **23** (2005) 377.
- [189] S. Aiello *et al.*, (NEMO Coll.), *Measurement of the atmospheric muon flux with the NEMO Phase-I detector*, Astropart. Phys. **33** (2010) 263.
- [190] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *Measurement of the atmospheric muon flux with a 4 GeV threshold in the ANTARES neutrino telescope*, Astropart. Phys. **33** (2010) 86. Erratum : Astropart. Phys. **34** (2010) 185.
- [191] F. Schmidt, *Measurements of the Muon Content of UHECR Air Showers with the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **196** (2009) 141
- [192] S. Adrián-Martínez *et al.* (ANTARES Coll.), *First Search for Point Sources of High-energy Cosmic Neutrinos with the ANTARES Neutrino Telescope*, ApJL **743** (2011) L14.
- [193] C. Bogazzi & A. Heijboer, *Point source search with 2007-2010 data*, Internal note ANTARES-PHYS-2011-005 (2011)
- [194] F. Aharonian *et al.* (HESS Coll.), *Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2*, Astron. Astrophys. **467** (2007) 1075.
- [195] A. Abramowski *et al.* (HESS Coll.), *Revisiting the Westerlund 2 Field with the H.E.S.S. Telescope Array*, Astron. Astrophys. **525** (2011) A46.
- [196] M. Ackermann *et al.* (Fermi-LAT Coll.), *Fermi-LAT Search for Pulsar Wind Nebulae around gamma-ray Pulsars*, Astrophys. J. **726** (2011) 35.
- [197] G. Lelaizant, *Etude des sursauts gamma à partir des neutrinos de haute-énergie avec le télescope ANTARES - Analyse du positionnement acoustique du détecteur*, Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée- Aix Marseille II, Marseille, France (2008)
- [198] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *Time Calibration of the ANTARES neutrino Telescope*, Astropart. Phys. **34** (2011) 539.
- [199] A. Kouchner, *ANTARES : Etalonnage de l'électronique frontale, étude de muons atmosphériques et recherche de neutrinos cosmiques*, HDR de l'Université Paris 7 (2010)
- [200] M. Ageron *et al.* (ANTARES Coll.), *The Antares optical beacon system*, Nucl. Instr. Meth. A **578** (2007) 498.
- [201] J.A. Aguilar, *Analysis of the optical beacon system and search for point-like sources in the ANTARES neutrino telescope*, PhD thesis, Valencia, Spain (2007)
- [202] D. Zaborov, *Coincidence rate from Potassium-40 seen with MILOM*, Internal note ANTARES-PHYS-2006-001 (2006)
- [203] J. Brunner, *Upgrade of 40K simulation*, Internal note ANTARES-PHYS-2006-005 (2006)
- [204] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope*, Nucl. Instrum. Meth. A **555** (2005) 132.
- [205] V. Bertin *et al.*, *Line 1 time calibration*, Internal note ANTARES-CALI-2006-003 (2006)
- [206] P. Lamare *et al.*, *Sector line integration*, ANTARES Technical note 5 ASS 01 01A (2002)
- [207] A. Capone & V. Valente, *A proposal for the ANTARES Instrumentation Line*, ANTARES Technical note 3 INS 05 02A (2000)
- [208] T. Legou, P. Payre, F. Rethore & P. Coyle, *Clock distribution system PSL & MIL*, Internal note ANTARES-ELEC-2003-002 (2003)
- [209] J.A. Aguilar *et al.* (ANTARES Coll.), *First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope*, Astropart. Phys. **26** (2006) 314.
- [210] H. Bradner *et al.*, *Bioluminescence profile in the deep Pacific Ocean*, Deep-Sea Res. **34** (1987) 1831.
- [211] P.J. Herring, *The biology of the deep ocean*, Oxford, UK, Oxford University Press (2002)

- [212] P.J. Herring, *Systematic distribution of bioluminescence in living organisms*, J. Biolum. Chemilum. **1** (1987) 147.
- [213] E.A. Widder, M.I. Latz & J.F. Case, *Marine bioluminescence spectra measured with an optical multichannel detection system*, Biol. Bull. **165** (1983) 791.
- [214] S.H.D. Haddock & J.F. Case, *Bioluminescence spectra of shallow and deep-sea gelatinous zooplankton: ctenophores, medusae and siphonophores*, Mar. Biol. **133** (1999) 571.
- [215] J.G. Morin *et al.*, *Light for all reasons: versatility in the behavioral repertoire of the flashlight fish*, Science **190** (1975) 74.
- [216] E. Haas, *Bioluminescence from single bacterial cells exhibits no oscillation*, Biophys. J. **31** (1980) 301.
- [217] A. Eberhard, *Inhibition and activation of bacterial luciferase synthesis*, J. Bacteriol. **109** (1972) 1101.
- [218] W.C. Fuqua, S.C. Winans & E.P. Greenberg, *Quorum sensing in bacteria: the LuxR-LuxI family of cell density-responsive transcriptional regulators*, J. Bacteriol. **176** (1994) 269.
- [219] S. Escoffier, *Bioluminescence studies with the ANTARES prototype sector line*, Internal note ANTARES-Site-2005-001 (2005)
- [220] N. Palanque-Delabrouille, *Optical background measurements (tests 1.6 and 1.8 in the ANTARES site, test 1.7 in Corsica)*, Internal note ANTARES-Site-1998-002 (1998)
- [221] N. Palanque-Delabrouille, *Optical background measurements (tests 1.10 in the ANTARES site)*, Internal note ANTARES-Site-2000-003 (2000)
- [222] P. Amram *et al.* (ANTARES Coll.), *Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope*, Astropart. Phys. **13** (2000) 127.
- [223] F. Devillez & C. Racca, *Optical background measurement by test 1.12 in the ANTARES site*, Internal note ANTARES-Site-2001-001 (2001)
- [224] N. Nijenhuis, *Characterization of the ANTARES photomultiplier R 7081-20*, Internship report (2002) Universiteit van Amsterdam, NIKHEF, The Netherlands
- [225] E. Browne, R.B. Firestone & V.C. Shirley, Ed., 1986, *Table of radioactive isotopes*, John Wiley & Sons, NY.
- [226] NOCTILUC, <http://www.ifremer.fr/sismer/UK/catal/campagne/campagnea.html?crno=5450030>
- [227] B. Al Ali *et al.*, *Luminous bacteria in the deep-sea waters near the ANTARES underwater neutrino telescope (Mediterranean Sea)*, Chem. Ecol. **26** (2010) 57.
- [228] B. Al Ali, *Effet de la pression hydrostatique sur la distribution et l'activité (bioluminescence, dégradation de la matière organique) de différents micro-organismes marins*, Thèse de Doctorat (2010) Université de la Méditerranée, Marseille, France
- [229] S. Escoffier & A.-S. Cussatlegras, *Correlations between bioluminescence and environmental parameters with ANTARES data in 2003 (PSL) and 2005 (MILOM)*, Internal note ANTARES-PHYS-2006-007 (2006)
- [230] P.P. Povinec, I. Osvath & M.S. Baxter, *Underwater gamma-spectrometry with HPGe and NaI(Tl) detectors*, Appl. Radiat. Isot. **47** (1996) 1127.
- [231] D. Zaborov, *Coincidence rate from potassium-40 seen with MILOM*, Internal note ANTARES-PHYS-2006-001 (2006)
- [232] I.G. Priede *et al.*, *Bioluminescence in the deep sea: Free-fall lander observations in the Atlantic Ocean off Cape Verde*, Deep-Sea Res. I **53** (2006) 1272.
- [233] I.G. Priede *et al.*, *The potential influence of bioluminescence from marine animals on a deep-sea underwater neutrino telescope array in the Mediterranean Sea*, Deep-Sea Res. I **55** (2008) 1474.
- [234] J.C. Gascard, *Mediterranean deep-water formation baroclinic instability and oceanic eddies*, Oceanol. Acta **1** (1978) 315.

- [235] J.-L. López-Jurado, C. González-Pola & P. Vélez-Belchi, *Observation of an abrupt disruption of the long-term warming trend at the Balearic Sea, western Mediterranean Sea, in summer 2005*, Geophys. Res. Lett. **32** (2005) L24606.
- [236] J. Font *et al.*, *Sequence of hydrographic changes in NW Mediterranean deep water due to the exceptional winter of 2005*, Sci. Mar. **71** (2007) 339.
- [237] M. Canals *et al.*, *Flushing submarine canyons*, Nature **444** (2006) 354.
- [238] K. Schröder, G.P. Gasparini, M. Tangherlini & M. Astraldi, *Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the Eastern Mediterranean Transient*, Geophys. Res. Lett. **33** (2006) L21607.
- [239] C. Millot, communication privée.
- [240] R.O. Smith, H.L. Bryden & K. Stansfield, *Observations of new western Mediterranean deep water formation using Argo floats 2004-2006*, Ocean Sci. **4** (2008) 133.
- [241] J.P. Bethoux, X. Durrieu de Madron, F. Nyfferler & D. Tailliez, *Deep water in the western Mediterranean: peculiar 1999 and 2000 characteristics, shelf formation hypothesis, variability since 1970 and geochemical inferences*, J. Marine Syst. **33-34** (2002) 155.
- [242] W. Roether *et al.*, *Recent changes in Eastern Mediterranean deep waters*, Science **271** (1996) 333.
- [243] C. Millot, J. Candela, J.-L. Fuda & Y. Tber, *Large warming and salinification of the Mediterranean outflow due to changes in its composition*, Deep-Sea Res. I **53** (2006) 656.
- [244] K. Schroeder *et al.*, *An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006*, Geophys. Res. Lett. **35** (2008) 18605.
- [245] C. Tamburini *et al.*, 2012, "Deep-sea bioluminescence blooms after dense water formation at the Ocean surface", soumis à Plos ONE
- [246] EuroSites, <http://www.eurosites.info/>
- [247] ESONET, <http://www.esonet-noe.org/>
- [248] R. Lahmann, *Description of the Instrumental Line 2007 (IL07)*, ANTARES Technical note 3 INS 05 09A (2007)
- [249] K. Graf *et al.*, *Towards acoustic detection of UHE neutrinos in the Mediterranean Sea – the AMADEUS project in ANTARES*, J. Phys. Conf. Ser. **60** (2007) 296.
- [250] B. Benson & D. Krauss, *The concentration and isotopic fractionation of oxygen dissolved in freshwater and seawater in equilibrium with the atmosphere*, Limnol. Oceanogr. **29** (1984) 620.
- [251] G. Jesberger, *DEEP-APO: Conduite de projet mécanique sur appareil de mesure océanographique*, rapport de stage de l'Ecole Polytechnique de Montréal, Juillet 2006
- [252] A. Robert, *Développement et validation d'un nouvel outil pour la mesure de la consommation d'oxygène dissous : In situ Oxygen Dynamics Auto-sampler (IODA₆₀₀₀)*, rapport de stage de Master 2 d'Océanologie, Université de la Méditerranée, Marseille, Juin 2007
- [253] J.W. Hastings & J.G. Morin, *Bioluminescence*. In: *Neural and Integrative Animal Physiology*, ed. C.L. Prosser (Wiley Interscience, New York, 1991) 131.
- [254] HydroChanges, <http://www.ciesm.org/marine/programs/hydrochanges.htm>
- [255] EMSO-PP, <http://www.emso-eu.org/>
- [256] I. Puillat *et al.*, *Standardization prospective in ESONET NoE and a possible implementation on the ANTARES Site*, Nucl. Instr. Meth. A **602** (2009) 240.
- [257] J.A. Aguilar *et al.*, *The data acquisition system for the ANTARES Neutrino Telescope*, Nucl. Instrum. Meth. A **570** (2007) 107.
- [258] J.A. Aguilar *et al.*, *Performance of the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope*, Nucl. Instrum. Meth. A **622** (2010) 59.
- [259] J. van Rantwijk, *Data buffering in the ANTARES DAQ system*, Internal note ANTARES-SOFT-2001-011 (2001)

- [260] S. Anvar, F. Druillole, H. Le Provost & B. Vallage, *Debriefing of DAQ tests at the IMP, towards a solution*, Internal note ANTARES-SOFT-2007-013 (2007)
- [261] B. van Rens, *The software trigger in ANTARES*, Internal note ANTARES-SOFT-2004-001 (2004)
- [262] M. De Jong, *The ANTARES trigger software*, Internal note ANTARES-SOFT-2005-002 (2005)
- [263] J. Carr *et al.*, *MRECO: a reconstruction code robust in high levels of light background. 1) Application to Monte Carlo*, Internal note ANTARES-SOFT-2007-012 (2007)
- [264] J. Carr, S. Escoffier & D. Zaborov, *Proposition for an alternative trigger based on the T3 cluster trigger*, Internal note ANTARES-SOFT-2007-016 (2007)
- [265] B. van Rens, *Detection of magnetic monopoles below the Cerenkov limit*, PhD thesis, Amsterdam University, The Netherlands (2006)
- [266] N. Picot-Clemente & S. Escoffier, *Studies of trigger efficiency for magnetic monopoles*, Internal note ANTARES-PHYS-2008-006 (2008)
- [267] M. Bouwhuis, *Detection of neutrinos from gamma ray bursts*, PhD Thesis, (2005) Universiteit van Amsterdam, NIKHEF, The Netherlands
- [268] S. Escoffier, *Performance of the T3 triggers on MC data*, Internal note ANTARES-SOFT-2008-009 (2008)
- [269] E. Tiouchichine, *Etude de l'influence de la bioluminescence sur les triggers IT2 et IT3 appliqués aux données du détecteur ANTARES*, rapport de stage L2, Programme JANUS (2008)
- [270] D. Coustenoble, *Comparaison des triggers T3 et du centre galactique appliqués aux données du détecteur ANTARES*, rapport de stage M1 (2009)
- [271] L.A. Kuzmichez, *On the velocity of light signals in the deep underwater neutrino experiments*, Nucl. Instrum. Meth. A **482** (2002) 304.
- [272] A. Heijboer, *Track reconstruction and point source searches with Antares*, PhD Thesis, (2004) Universiteit van Amsterdam, NIKEF, The Netherlands
- [273] Y. Becherini *et al.*, *Offline reconstruction and analysis software v1r6*, Internal note ANTARES-SOFT-2008-008 (2008)
- [274] J. Brunner, *The BBfit reconstruction algorithm*, Internal note ANTARES-SOFT-2009-012 (2009)
- [275] S. Escoffier, *Performance of the IT2 trigger on real data*, Internal note ANTARES-PHYS-2009-012 (2009)
- [276] C. Donzaud, private communication
- [277] S. Tilav *et al.* (IceCube Coll.), *Atmospheric Variations as observed by IceCube*, Proc. of the 31st ICRC, arXiv:1001.0776v2 [astro-ph.HE] (2010)
- [278] R. Klebesadel, I. Strong & R. Olson, *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*, Astrophys. J. **182** (1973) L85.
- [279] J.C. Higdon & R.E. Lingenfelter, *Gamma-ray bursts*, Annu. Rev. Astron. Astr. **28** (1990) 401.
- [280] A. Harding, *The physics of gamma-ray bursts*, Phys. Rep. **206** (1991) 327.
- [281] T. Murakami *et al.*, *Evidence for cyclotron absorption from spectral features in gamma-ray bursts seen with Ginga*, Nature **335** (1988) 234.
- [282] E.E. Fenimore *et al.*, *Interpretations of multiple absorption features in a gamma-ray burst spectrum*, Astrophys. J. **335** (1988) L71.
- [283] G. Fishman & C. Meegan, *Gamma-ray bursts*, Annu. Rev. Astron. Astr. **33** (1995) 415.
- [284] C. Meegan *et al.*, *Current BATSE Gamma-Ray Burst Catalog*, (2001)
<<http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog>>
- [285] C. Kouveliotou *et al.*, *Identification of two classes of gamma-ray bursts*, Astrophys. J. **413** (1993) L101.

- [286] M.S. Briggs, *Four Years of BATSE Gamma-Ray Burst Observations*, *Astrophys. Space Sci.* **231** (1995) 3.
- [287] C. Meegan *et al.*, *Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE*, *Nature* **355** (1992) 143.
- [288] T.L. Cline, *Recent observations of cosmic gamma-ray bursts*, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **262** (1975) 159.
- [289] S. Van Den Bergh, *The origin of cosmic gamma-ray bursts*, *Astrophys. Space Sci.* **97** (1983) 385.
- [290] B.J. McNamara, T.E. Harrison & C.L. Williams, *Directions for Future X-Ray, Optical, and Radio Follow-up Observations of Gamma-Ray Burst Counterparts*, *Astrophys. J. Lett.* **452** (1995) L25.
- [291] G. Boella *et al.*, *Beppo SAX the wide band mission for X-ray astronomy*, *Astron. Astrophys. Suppl.* **122** (1997) 299.
- [292] E. Costa *et al.*, *Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997*, *Nature* **387** (1997) 783.
- [293] J. van Paradijs *et al.*, *Transient optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997*, *Nature* **386** (1997) 686.
- [294] D.A. Frail, S.R. Kulkarni, D.S. Shepherd & E. Waxman, *No radio afterglow from the gamma-ray burst of 1997 February 28*, *Astrophys. J.* **502** (1998) L119.
- [295] D.A. Frail *et al.*, *The radio afterglow from the gamma-ray burst of 8 May 1997*, *Nature* **389** (1997) 261.
- [296] S.G. Djorgovski *et al.*, *The optical counterpart to the gamma-ray burst GRB970508*, *Nature* **387** (1997) 876.
- [297] M.R. Metzger *et al.*, *Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the gamma-ray burst of 8 May 1997*, *Nature* **387** (1997) 879.
- [298] E. Pian *et al.*, *Hubble Space Telescope Imaging of the Optical Transient Associated with GRB 970508*, *Astrophys. J. Lett.* **492** (1998) L103.
- [299] J. S. Bloom, S.G. Djorgovski, S.R. Kulkarni & D.A. Frail, *The Host galaxy of GRB 970508*, *Astrophys. J.* **507** (1998) L25.
- [300] S.R. Kulkarni *et al.*, *Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the γ -ray burst of 25 April 1998*, *Nature* **395** (1998) 663.
- [301] T.J. Galama *et al.*, *An unusual supernova in the error box of the gamma-ray burst of 25 April 1998*, *Nature* **395** (1998) 670.
- [302] N. Gehrels *et al.*, *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*, *Astrophys. J.* **611** (2004) 1005.
- [303] N. Gehrels *et al.*, *A short gamma-ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift $z = 0.225$* , *Nature* **437** (2005) 851.
- [304] D.B. Fox *et al.*, *The afterglow of GRB 050709 and the nature of the short-hard gamma-ray bursts*, *Nature* **437** (2005) 845.
- [305] S.D. Barthelmy *et al.*, *An origin for short gamma-ray bursts unassociated with current star formation*, *Nature* **438** (2005) 994.
- [306] A.M. Soderberg *et al.*, *The Afterglow, Energetics, and Host Galaxy of the Short-Hard Gamma-Ray Burst 051221a*, *Astrophys. J.* **650** (2006) 261.
- [307] J.B. Haislip *et al.*, *A photometric redshift of $z = 6.39 \pm 0.12$ for GRB 050904*, *Nature* **440** (2006) 181.
- [308] N. Kawai *et al.*, *An optical spectrum of the afterglow of a γ -ray burst at a redshift of $z = 6.295$* , *Nature* **440** (2006) 184.
- [309] J. Greiner *et al.*, *GRB 080913 at Redshift 6.7*, *Astrophys. J.* **693** (2009) 1610.
- [310] N.R. Tanvir *et al.*, *A gamma-ray burst at a redshift of $z \sim 8.2$* , *Nature* **461** (2009) 1254.

- [311] J. Dunkley *et al.* (WMAP Coll.), *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data*, *Astrophys. J. Suppl. S.* **180** (2009) 306.
- [312] T. Totani *et al.*, *Implications for the Cosmic Reionization from the Optical Afterglow Spectrum of the Gamma-Ray Burst 050904 at $z = 6.3$* , *Publ. Astron. Soc. Jap.* **58** (2006) 485.
- [313] N. Gehrels & P. Michelson, *GLAST: The next generation high-energy gamma-ray astronomy mission*, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 277.
- [314] A.A. Abdo *et al.* (Fermi LAT and Fermi GBM Coll.), *Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C*, *Science* **323** (2009) 1688.
- [315] B. Zhang & P. Meszaros, *Gamma-Ray Bursts: Progress, Problems & Prospects*, *Int. J. Mod. Phys. A* **19** (2004) 2385.
- [316] T. Piran, *The physics of gamma-ray bursts*, *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004) 1143.
- [317] P. Meszaros, *Gamma-Ray Bursts*, *Rep. Prog. Phys.* **69** (2006) 2259.
- [318] Y.-P. Qin *et al.*, *The Hardness-Duration Correlation in the Two Classes of Gamma-Ray Bursts*, *Publ. Astron. Soc. Jpn* **52** (2000) 759.
- [319] S. Mukherjee *et al.*, *Three Types of Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* **508** (1998) 314.
- [320] I. Horváth, *A Third Class of Gamma-Ray Bursts?*, *Astrophys. J.* **508** (1998) 757.
- [321] A. Balastegui, P. Ruiz-Lapuente & C.R. Pilar, *Reclassification of gamma-ray bursts*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** (2001) 283.
- [322] I. Horváth *et al.*, *A new definition of the intermediate group of gamma-ray bursts*, *Astron. Astrophys.* **447** (2006) 23.
- [323] B. Zhang, *Open Questions in GRB Physics*, *Comptes Rendus Physique* **12** (2011) 206.
- [324] J.P.U. Fynbo *et al.*, *No supernovae associated with two long-duration γ -ray bursts*, *Nature* **444** (2006) 1047.
- [325] S.E. Woosley & J.S. Bloom, *The Supernova Gamma-Ray Burst Connection*, *Annu. Rev. Astron. Astr.* **44** (2006) 507.
- [326] J. Hjorth *et al.*, *A very energetic supernova associated with the [gamma]-ray burst of 29 March 2003*, *Nature* **423** (2003) 847.
- [327] K.Z. Stanek *et al.*, *Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with GRB 030329*, *Astrophys. J.* **591** (2003) L17.
- [328] D. Malesani *et al.*, *SN 2003lw and GRB 031203: A Bright Supernova for a Faint Gamma-Ray Burst*, *Astrophys. J.* **609** (2004) L5.
- [329] M. Della Valle *et al.*, *Hypernova signatures in the late rebrightening of GRB 050525a*, *Astrophys. J.* **642** (2006) L103.
- [330] S. Campana *et al.*, *The association of GRB 060218 with a supernova and the evolution of the shock wave*, *Nature* **442** (2006) 1008.
- [331] M. Modjaz *et al.*, *Early-time photometry and spectroscopy of the fast evolving sn 2006aj associated with GRB 060218*, *Astrophys. J.* **645** (2006) L21.
- [332] F. Bufano *et al.*, *The Fast and Faint SN 2010bh Associated with GRB 100316D*, arXiv:1111.4527v1 [astro-ph.HE] (2011)
- [333] D.E. Reichart, *GRB 970228 Revisited: Evidence for a Supernova in the Light Curve and Late Spectral Energy Distribution of the Afterglow*, *Astrophys. J.* **521** (1999) L111.
- [334] J.S. Bloom *et al.*, *The unusual afterglow of the [gamma]-ray burst of 26 March 1998 as evidence for a supernova connection*, *Nature* **401** (1999) 453.
- [335] J.S. Bloom *et al.*, *Detection of a Supernova Signature Associated with GRB 011121*, *Astrophys. J.* **572** (2002) L45.

- [336] A. Levan *et al.*, *GRB 020410: A Gamma-Ray Burst Afterglow Discovered by Its Supernova Light*, *Astrophys. J.* **624** (2005) 880.
- [337] M. Della Valle *et al.*, *Evidence for supernova signatures in the spectrum of the late-time bump of the optical afterglow of GRB 021211*, *Astron. Astrophys.* **406** (2003) L33.
- [338] A.A. Esin & R. Blandford, *Dust Echoes from Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* **534** (2000) L151.
- [339] D.E. Reichart, *Light Curves and Spectra of Dust Echoes from Gamma-Ray Bursts and Their Afterglows: Continued Evidence That GRB 970228 Is Associated with a Supernova*, *Astrophys. J.* **554** (2001) 643.
- [340] E. Waxman & B.T. Draine, *Dust Sublimation by Gamma-ray Bursts and Its Implications*, *Astrophys. J.* **537** (2000) 796.
- [341] A. Zeh, S. Klose & D.H. Hartmann, *A Systematic Analysis of Supernova Light in Gamma-Ray Burst Afterglows*, *Astrophys. J.* **609** (2004) 952.
- [342] S.A. Colgate, *Early Gamma Rays from Supernovae*, *Astrophys. J.* **187** (1974) 333.
- [343] A.S. Fruchter *et al.*, *Long γ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments*, *Nature* **441** (2006) 463.
- [344] S.E. Woosley, *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*, *Astrophys. J.* **405** (1993) 273.
- [345] B. Paczynski, *Are gamma-ray bursts in star forming regions?*, *Astrophys. J.* **494** (1998) L45.
- [346] A. MacFadyen & S.E. Woosley, *Collapsars: Gamma-ray bursts and explosions in "failed supernovae"*, *Astrophys. J.* **524** (1999) 262.
- [347] D. Eichler, M. Livio, T. Piran & D.N. Schramm, *Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars*, *Nature* **340** (1989) 126.
- [348] R. Narayan, B. Paczynski & T. Piran, *Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars*, *Astrophys. J.* **395** (1992) L83.
- [349] M.J. Rees & P. Mészáros, *Relativistic fireballs : energy conversion and time-scales*, *MNRAS* **258** (1992) 41.
- [350] T. Piran, *Gamma-ray bursts and the fireball model*, *Physics Reports* **314** (1999) 575.
- [351] M. Vietri & L. Stella, *A Gamma-Ray Burst Model with Small Baryon Contamination*, *Astrophys. J.* **507** (1998) L45.
- [352] V.V. Usov, *Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts*, *Nature* **357** (1992) 472.
- [353] W. Kluzniak & M. Ruderman, *The central engine of gamma-ray bursters*, *Astrophys. J.* **505** (1998) L113.
- [354] E. Nakar, *Short-hard gamma-ray bursts*, *Physics Reports* **442** (2007) 166.
- [355] M.J. Rees & P. Mészáros, *Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts*, *Astrophys. J.* **430** (1994) L93.
- [356] P. Mészáros & M.J. Rees, *Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* **476** (1997) 232.
- [357] T. Piran, *Glowing embers*, *Nature* **422** (2003) 268.
- [358] M. Lyutikov & R. Blandford, *Gamma Ray Bursts as Electromagnetic Outflows*, *arXiv:astro-ph/0312347* (2003)
- [359] P. Kumar & A. Panaitescu, *What did we learn from gamma-ray burst 080319B?*, *MNRAS* **391** (2008) L19.
- [360] K. Toma *et al.*, *Statistical Properties of Gamma-Ray Burst Polarization*, *Astrophys. J.* **698** (2009) 1042.

- [361] S. Razzaque, P. Mészáros & E. Waxman, *Neutrino Tomography of Gamma Ray Bursts and Massive Stellar Collapses*, Phys. Rev. D **68** (2003) 083001.
- [362] D. Band *et al.*, *BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I – Spectral diversity*, Astrophys. J. **413** (1993) 281.
- [363] E. Waxman & J.N. Bahcall, *High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2292.
- [364] D. Guetta, D. Hooper, J. Alvarez-Muniz, F. Halzen & E. Reuveni, *Neutrinos From Individual Gamma-Ray Bursts in the BATSE Catalog*, Astropart. Phys. **20** (2004) 429.
- [365] D. Autiero, P. Migliozi & A. Russo, *The neutrino velocity anomaly as an explanation of the missing observation of neutrinos in coincidence with GRB*, JCAP **1111** (2011) 026.
- [366] <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>
- [367] C. Winkler *et al.*, *The INTEGRAL mission*, Astron. Astrophys. **411** (2003) L1.
- [368] E. Caroli *et al.*, *Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy*, Space Sci. Rev. **45** (1987) 349.
- [369] S. Mereghetti *et al.*, *The INTEGRAL Burst Alert System*, Astron. Astrophys. **411** 1 (2003) L291.
- [370] S.D. Barthelmy *et al.*, *The Burst Alert Telescope (BAT) on the Swift MIDEX Mission*, Space Sci. Rev. **120** (2005) 143.
- [371] D.N. Burrows *et al.*, *The Swift X-Ray Telescope*, Space Sci. Rev. **120** (2005) 165.
- [372] P.W.A. Roming *et al.*, *The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope*, B. Am. Astronom. Soc. **35** (2003) 765.
- [373] W.B. Atwood *et al.* (LAT Coll.), *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission*, Astrophys. J. **697** (2009) 1071.
- [374] A. von Kienlin *et al.*, *The GLAST burst monitor*, AIP Conf. Proc. **727** (2004) 684.
- [375] G. Vianello, D. Gotz & S. Mereghetti, *The updated spectral catalogue of INTEGRAL Gamma-Ray Bursts*, Astron. Astrophys. **495** (2009) 1005.
- [376] T. Sakamoto *et al.*, *The First Swift BAT Gamma-Ray Burst Catalog*, Astrophys. J. Supp. Series **175** (2008) 179.
- [377] W.S. Paciesas *et al.*, *The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Catalog: The First Two Years*, Astrophys. J. Supp. **199** (2012) 18.
- [378] S. Basa, J. Wei, J. Paul, S.N. Zhang, for the SVOM Collaboration, *The Chinese-French SVOM mission for Gamma-Ray Burst studies*, (2008) arXiv:0811.1154 [astro-ph]
- [379] L. Piro, J.W. den Herder & T. Ohashi, *EDGE: Explorer of Diffuse emission and Gamma-ray burst Explosions*, Nuovo Cimento B **122** (2007) 1007.
- [380] J. Grindlay *et al.*, *Proposed Next Generation GRB Mission: EXIST*, AIP Conf. Proc. **662** (2003) 477.
- [381] R. Salvaterra *et al.*, *Gamma-ray bursts from the early Universe: predictions for present-day and future instruments*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **385** (2008) 189.
- [382] P. Mandrou *et al.*, *The Wide-Field X and Gamma-Ray Telescope ECLAIRs aboard the Gamma-Ray Burst Multi-Wavelength Space Mission SVOM*, AIP Conf. Proc. **1065** (2008) 338.
- [383] Y. Dong *et al.*, *SVOM Gamma Ray Monitor*, Science China Physics **53** (2010) 40.
- [384] S. Mereghetti *et al.*, *XIAO: a soft x-ray telescope for the SVOM mission*, Proc. of the SPIE **7011** (2008) 70111T.
- [385] M. Kowalski & A. Mohr, *Detecting neutrino-transients with optical follow-up observations*, Astropart. Phys. **27** (2007) 533.
- [386] A. Franckowiak *et al.*, *Optical follow-up of high-energy neutrinos detected by IceCube*, Proc. of the 31st ICRC, Lodz, (2009) arXiv:0909.0631 [astro-ph.HE]

- [387] M. Ageron *et al.* (ANTARES Coll.), *The ANTARES Telescope Neutrino Alert System*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 530.
- [388] I. Al Samarai, *Search for neutrinos from transient sources with the ANTARES neutrino telescope and optical follow-up observations - Development of hemispheric hybrid Photomultipliers for astroparticle experiments*, Thèse de l'Université de la Méditerranée (2011)
- [389] A. Klotz, M. Boer, J.L. Atteia & B. Gendre, *Early optical observations of GRBs by the TAROT telescopes: period 2001-2008*, *Astron. J.* **137** (2009) 4100.
- [390] C. W. Akerlof *et al.*, *The ROTSE-III robotic telescope system*, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **115** (2003) 132.
- [391] J. Greiner *et al.*, *The redshift and afterglow of the extremely energetic gamma-ray burst GRB 080916C*, *Astron. Astrophys.* **498** (2009) 89.
- [392] K. Hurley *et al.*, *Detection of a γ -ray burst of very long duration and very high energy*, *Nature* **372** (1994) 652.
- [393] A.A. Abdo *et al.* (Fermi Coll.), *Fermi observations of high-energy gamma-ray emission from GRB 080825C*, *Astrophys. J.* **707** (2009) 580.
- [394] H. Tajima, for the Fermi Collaboration, *Fermi Observations of high-energy gamma-ray emissions from GRB 080916C*, *Proc. of the ICRC09, Lodz, Poland, (2009)* arXiv:0907.0714 [astro-ph.HE]
- [395] J. Becker, *High-energy neutrinos in the context of multimessenger physics*, *Phys. Rept.* **458** (2008) 173.
- [396] S. Escoffier, *Status of GRB080916C analysis*, contribution orale au meeting de Collaboration ANTARES, Clermont-Ferrand, 17-20 mai 2010
- [397] S. Adrian-Martinez *et al.* (ANTARES Coll.), *First Search for Neutrinos in Correlation with Gamma-Ray Bursts with the ANTARES Neutrino Telescope*, en soumission
- [398] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in γ -ray bursts*, *Nature* **484** (2012) 351.
- [399] P. Curie, *Sur la possibilité d'existence de la conductibilité magnétique et du magnétisme libre*, *Séances Soc. Fr. Phys.* (1894) 76.
- [400] P.A.M. Dirac, *Quantised Singularities in the Electromagnetic Field*, *Proc. Roy. Soc. A* **133** (1931) 60.
- [401] Y.M. Shnir, *Magnetic monopoles*, Springer, New York (2005)
- [402] G. 't Hooft, *Magnetic Monopoles in Unified Gauge Theories*, *Nuclear Physics B* **79** (1974) 276.
- [403] A.M. Polyakov, *Particle Spectrum in Quantum Field Theory*, *JETP Lett.* **20** (1974) 194.
- [404] H. Georgi & S.L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces*, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438.
- [405] H. Georgi, H.R. Quinn & S. Weinberg, *Hierarchy of Interactions in Unified Gauge Theories*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 451.
- [406] T.W.B. Kibble, *Topology of Cosmic Domains and Strings*, *J. Phys. A* **9** (1976) 1387.
- [407] J. Preskill, *Cosmological production of superheavy magnetic monopoles*, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1365.
- [408] A.H. Guth, *Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems*, *Phys. Rev. D* **23** (1981) 347.
- [409] G. Lazarides & Q. Shafi, *Extended Structures at Intermediate Scales in an Inflationary Cosmology*, *Phys. Lett. B* **148** (1984) 35.
- [410] T.W. Kephart & T.J. Weiler, *Magnetic Monopoles as the Highest Energy Cosmic Ray Primaries*, *Astropart. Phys.* **4** (1996) 271.
- [411] P.H. Frampton & B.H. Lee, *SU(15) Grand Unification*, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 619.

- [412] D.J. Gross & M.J. Perry, *Magnetic monopoles in Kaluza-Klein theories*, Nucl. Phys. B **226** (1983) 29.
- [413] R.D. Sorkin, *Kaluza-Klein monopole*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 87.
- [414] S.D. Wick, T.W. Kephart, T.J. Weiler & P.L. Biermann, *Signatures for a cosmic flux of magnetic monopoles*, Astropart. Phys. **18** (2003) 663.
- [415] R. Beck, *Galactic and Extragalactic Magnetic Fields*, AIP Conf. Proc. **1085** (2009) 83.
- [416] W.C.G. Ho, *Evolution of a buried magnetic field in the central compact object neutron stars*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **414** (2011) 2567.
- [417] K. Ptitsyna & S.V. Troitsky, *Physical conditions in potential sources of ultra-high-energy cosmic rays. I. Updated Hillas plot and radiation-loss constraints*, Phys. Usp. **53** (2010) 691.
- [418] T.W. Kephart & T.J. Weiler, *Magnetic Monopoles as the Highest Energy Cosmic Ray Primaries*, Astropart. Phys. **4** (1996) 271.
- [419] P. Bhattacharjee & G. Sigl, *Monopole annihilation and highest energy cosmic rays*, Phys. Rev. D **51** (1995) 4079.
- [420] J.J. Blanco-Pillado & K.D. Olum, *Monopole-antimonopole bound states as a source of ultrahigh-energy cosmic rays*, Phys. Rev. D **60** (1999) 083001.
- [421] C. Gomez-Sanchez & B. Holdom, *Monopoles, strings and dark matter*, Phys. Rev. D **83** (2011) 123524.
- [422] E.N. Parker, *The Origin of Magnetic Fields*, Astrophys. J. **160** (1970) 383.
- [423] F. Adams *et al.*, *Extension of the Parker bound on the flux of magnetic monopoles*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2511.
- [424] P.B. Price, E.K. Shirk, W.Z. Osborne & L.S. Pinsky, *Evidence for detection of a moving magnetic monopole*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 487.
- [425] B. Cabrera, *First results from a superconductive detector for moving magnetic monopoles*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1378.
- [426] A.D. Caplin, M. Hardiman, M. Koratzinos & J.C. Schouten, *Observation of an unexplained event from a magnetic monopole detector*, Nature **321** (1986) 402.
- [427] P.B. Price, E.K. Shirk, W.Z. Osborne & L.S. Pinsky, *Further measurements and reassessment of the magnetic-monopole candidate*, Phys. Rev. D **18** (1978) 1382.
- [428] M.E. Huber, B. Cabrera, M.A. Taber & R.D. Gardner, *Limit on the flux of cosmic-ray magnetic monopoles from operation of an eight-loop superconducting detector*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 835.
- [429] M. Fairbairn *et al.*, *Stable massive particles at colliders*, Phys. Rept. **438** (2007) 1.
- [430] G. Abbiendi *et al.* (OPAL Coll.), *Search for Dirac magnetic monopoles in e^+e^- collisions with the OPAL detector at LEP2*, Phys. Lett. B **663** (2008) 37.
- [431] A. Aktas *et al.* (H1 Coll.), *A Direct search for stable magnetic monopoles produced in positron-proton collisions at HERA*, Eur. Phys. J. C **41** (2005) 133.
- [432] A. Abulencia *et al.* (CDF Coll.), *Direct Search for Dirac Magnetic Monopoles in $P\bar{P}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 201801.
- [433] G.R. Kalbfleisch *et al.*, *Limits on production of magnetic monopoles utilizing samples from the D0 and CDF detectors at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. D **69** (2004) 052002.
- [434] M. Ambrosio *et al.* (MACRO Coll.), *Final results of magnetic monopole searches with the MACRO experiment*, Eur. Phys. J. C **25** (2002) 511.
- [435] Yu.F. Novoseltsev *et al.*, *A search for massive magnetic monopoles at the Baksan Underground Scintillation Telescope (BUST)*, Nucl. Phys. B **151** (2006) 337.
- [436] S. Orito *et al.*, *Search for supermassive relics with 2000- m^2 array of plastic track detector*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1951.

- [437] V. Aynutdinov *et al.* (BAIKAL Coll.), *Search for relativistic magnetic monopoles with the Baikal Neutrino Telescope*, *Astropart. Phys.* **29** (2008) 366.
- [438] R. Abbasi *et al.* (IceCube Coll.), *Search for relativistic magnetic monopoles with the AMANDA-II neutrino telescope*, *Eur. Phys. J. C* **69** (2010) 361.
- [439] D.P. Hogan *et al.*, *Relativistic Magnetic Monopole Flux Constraints from RICE*, *Phys. Rev. D* **78** (2008) 075031.
- [440] M. Detrixhe *et al.* (ANITA Coll.), *Ultra-Relativistic Magnetic Monopole Search with the ANITA-II Balloon-borne Radio Interferometer*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 023513.
- [441] S.P. Ahlen, *Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles*, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 121.
- [442] J. Derkaoui *et al.*, *Energy losses of magnetic monopoles and of dyons in the earth*, *Astropart. Phys.* **9** (1998) 173.
- [443] D.R. Tompkins, *Total Energy Loss and Cherenkov Emission from Monopoles*, *Phys. Rev.* **138** (1965) 248.
- [444] B. van Rens, *Magnetic monopole simulation*, Internal note ANTARES-SOFT-2006-005 (2006)
- [445] M. Anghinolfi *et al.*, *New measurement of the angular acceptance of the Antares Optical Module*, Internal Note ANTARES-OPMO-2008-001 (2008)
- [446] J. Hoeesl, H. Motz & U. Fritsch, *ANTARES alignment*, Internal Note ANTARES-CALI-2009-001 (2009)
- [447] S. Adrian-Martinez *et al.* (ANTARES Coll.), *Search for Relativistic Magnetic Monopoles with the ANTARES Neutrino Telescope*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 634.
- [448] N. Picot-Clemente, *Recherche de monopôles magnétiques avec le télescope à neutrinos ANTARES*, Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée- Aix Marseille II, Marseille, France (2010)
- [449] U.F. Katz & C. Spiering, *High-Energy Neutrino Astrophysics: Status and Perspective*, (2011) arXiv:1111.0507 [astro-ph.HE]
- [450] D.J. Eisenstein *et al.* (SDSS Coll.), *SDSS-III: Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way Galaxy, and Extra-Solar Planetary Systems*, *Astron. J.* **142** (2011) 72.
- [451] P. de Bernardis *et al.*, *A Flat Universe from High-Resolution Maps of the Cosmic Microwave Background Radiation*, *Nature* **404** (2000) 955.
- [452] N. Suzuki *et al.*, *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey: V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z > 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample*, *Astrophys. J.* **746** (2012) 85.
- [453] M. Sako *et al.*, *The Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey: Search Algorithm and Follow-up Observations*, *Astron. J.* **135** (2008) 348.
- [454] W.M. Wood-Vasey *et al.*, *Observational Constraints on the Nature of the Dark Energy: First Cosmological Results from the ESSENCE Supernova Survey*, *Astrophys. J.* **666** (2007) 694.
- [455] A. Conley *et al.*, *Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey*, *Astrophys. J. S.* **192** (2011) 1.
- [456] D.J. Eisenstein *et al.*, *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*, *Astrophys. J.* **633** (2005) 560.
- [457] A. Albrecht *et al.*, *Report of the Dark Energy Task Force*, astro-ph/0609591 (2006)
- [458] G.J. Feldman & R.D. Cousins, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 3873.
- [459] G.C. Hill & K. Rawlins, *Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors: the model rejection potential technique*, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 393.

- [460] G. Punzi, *Sensitivity of Searches for New Signals and Its Optimization*, Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics, and Cosmology, Proceedings of the PHYSTAT 2003 Conference (2003) 79., arXiv:physics/0308063
- [461] G.C. Hill *et al.*, *Examining the Balance Between Optimising an Analysis for Best Limit Setting and Best Discovery Potential*, Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology, Proceedings of PHYSTAT05 Conference (2006) 108.